Оглавление

Введение	4
1. Лавинный пробой	5
1.1. Вольт-амперная характеристика <i>p-n</i> -перехода в области	
лавинного пробоя	19
1.2. Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя	19
2. Лавинный пробой планарного р-п-перехода	21
3. Методы повышения напряжения лавинного пробоя	25
3.1. Полевая обкладка	25
3.2. Диффузионное охранное кольцо	29
3.3. Эквипотенциальное кольцо и канальный ограничитель	30
3.4. Резистивная полевая обкладка	31
3.5. Полевое ограничительное кольцо	34
3.6. Пробой <i>p-n</i> -перехода, ограниченного фаской	38
3.6.1. Пробой <i>p-n-</i> перехода с обратной фаской	41
3.6.2. Пробой <i>p-n</i> -перехода с прямой фаской	43
3.6.3. Влияние диэлектрической постоянной и поверхностного	
заряда (прямая фаска)	46
3.7. Метод частичного вытравливания р-п-перехода	50
3.7.1. Сравнение методов частичного вытравливания и	
изготовление прямой фаски	53
3.7.2. Сравнение методики травления края подложки и	
изготовления обратной фаски	56
Приложение	61

Введение

При увеличении обратного смещения рано или поздно будет наблюдаться резкое увеличение обратного тока (рис.1).

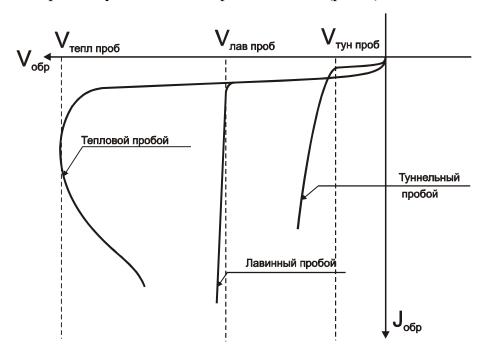


Рис.1. Вид обратной ветви ВАХ диода при различных механизмах пробоя

Это явление получило название пробоя *p-n*-перехода. При этом ВАХ диода в области пробоя может выглядеть по-разному в зависимости от механизма пробоя. Всего существует три механизма пробоя: тепловой, лавинный и туннельный. Механизмы пробоя подробно рассмотрены в [1].

Развитие теплового пробоя приводит к катастрофическому отказу прибора в виде обрыва цепи или короткого замыкания. Поэтому должны быть приняты все меры, чтобы тепловой пробой не возникал.

Туннельный пробой на практике встречается значительно реже лавинного и происходит в низковольтных p-n-переходах, в которых обе области сильно легированы.

Наиболее интересен с практической точки зрения лавинный пробой. В данном пособии подробно рассматривается сам механизм лавинного пробоя и особенности его протекания в структурах выпрямительных

диодов с р-п-переходом. Особое внимание уделено способам повышения пробивного напряжения реальных диодов.

1. Лавинный пробой *p-n-*перехода

При обратном смещении *p-n*-перехода через него протекает ток, обусловленный тепловой генерацией неосновных носителей заряда в базе диода и тепловой генерацией электронно-дырочных пар в слое объемного заряда перехода. Энергетическая диаграмма *p-n*-перехода при обратном смещении и схема изменения энергии электрона в процессе его перехода из *p*- в *n*-область изображена на рис.2. Электронная составляющая тока насыщения такого перехода будет обусловлена тепловой генерацией электронов из валентной зоны в зону проводимости в *p*-области (в пределах диффузионной длины от границы области пространственного заряда) и их последующей диффузией к *p-n*-переходу, где они подхватываются электрическим полем перехода и перебрасываются в *n*-область.

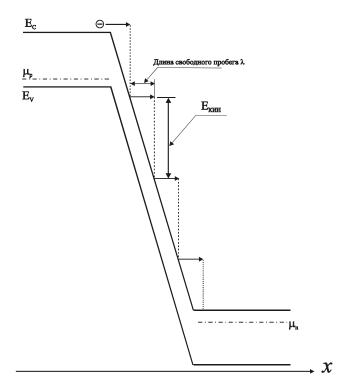


Рис.2. Энергетическая диаграмма p-n-перехода при обратном смещении и схема перемещения электрона из p- в n-область

Двигаясь в поле перехода, электроны разгоняются (за счет кулоновской силы) на длине свободного пробега, и их кинетическая энергия в конце пробега равна

$$E_{\kappa u H} = q \mathcal{E} \lambda, \tag{1}$$

где \mathscr{E} - электрическое поле перехода, которое, вообще говоря, зависит от координаты x, λ - длина свободного пробега, зависящая от количества структурных дефектов и температуры (т.е. от концентрации фононов и ионов примеси). В конце свободного пробега электрон рассеивается и набранную кинетическую энергию теряет, т.е. опускается на дно зоны проводимости (см. рис.2). Естественно, возникает вопрос: куда девается потерянная электронами энергия. Оказывается, это зависит от того, как велика эта энергия. Если величина теряемой энергии невелика, то она идет на увеличение интенсивности тепловых колебаний кристаллической решетки (т.е. на генерацию фононов). Если же кинетическая энергия электрона превышает ширину запрещенной зоны полупроводника, то возможна передача этой энергии электрону валентной зоны, в результате чего происходит генерация электронно-дырочной пары. Такой механизм образования пар называется ударным. А сам процесс называется ударной ионизацией вещества. В результате ударной ионизации растет число свободных носителей заряда в полупроводнике, так как после каждого акта ударной ионизации к первичным электронам (которые все равно остаются в зоне проводимости) добавляется еще два носителя - электрон, возбужденный из валентной зоны, и дырка.

Рассмотрим процесс ударной ионизации несколько подробнее. Электрон (или дырка) с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны E_g , может в принципе создать новую пару. Однако для образования новой пары необходимы определенные условия. Дело в том, что при образовании электроном с энергией E новой пары при условии [1], что

$$E_g < E < \frac{2m_n + m_p}{m_n + m_p} E_g, \qquad (2)$$

где m_n и m_p - эффективные массы проводимости электронов и дырок соответственно, закон сохранения энергии и импульса выполняется лишь при участии фонона или примесного центра, так как сумма импульсов медленных электрона и дырки и порождающего их электрона после ионизации оказывается меньше первоначального импульса быстрого электрона. Поэтому ионизация не очень быстрыми электронами может происходить только с одновременной отдачей импульса фонону или примесному центру и лишь для электронов с энергией, превышающей

$$E > \frac{2m_n + m_p}{m_n + m_p} E_g \square \frac{3}{2} E_g, \tag{3}$$

закон сохранения энергии и импульса может выполняться без участия фононов [1]. Поэтому для не очень быстрых электронов или дырок вероятность ионизации оказывается меньшей, чем вероятность столкновения с фононом без ионизации.

Обычно толщина слоя объемного заряда существенно больше средней длины свободного пробега. Поэтому электроны и дырки, двигаясь через объемный заряд, многократно ускоряются и рассеиваются. Если электрическое поле в переходе достаточно сильное (а оно зависит от величины обратного смещения) и выполняется условие (3), то можно считать, что на протяжении слоя пространственного заряда один электрон (или дырка) вызовет генерацию нескольких элентронно-дырочных пар, например, N - пар. Каждый из вновь рожденных N электронов и каждая из дырок в свою очередь будут ускоряться полем и также вызывать ударную B результате свободных носителей ионизацию. число начнет лавинообразно нарастать в M раз, где

$$M = 1 + N + N^2 + \dots (4)$$

Соответственно в M раз будет увеличиваться и обратный ток p-n-перехода, что и трактуется как лавинный пробой перехода:

$$J_{o\delta p} = \left(J_S + J_{een 6 O3}\right) M. \tag{5}$$

M называется коэффициентом лавинного размножения.

Строго говоря, число N соответствует усредненному количеству электронно-дырочных пар, создаваемых одним свободным носителем заряда при прохождении им слоя объемного заряда перехода. Поэтому, если электрическое поле недостаточно сильно, то вследствие дисперсии значений λ не для всех электронов выполняется условие (3) и N может быть меньше 1. Тогда ряд (4) сходится, и коэффициент размножения определяется соотношением

$$M = \frac{1}{1 - N}.\tag{6}$$

Таким образом, если к *p-n*-переходу прикладывать все большее обратное напряжение, электрическое поле в переходе будет увеличиваться и, соответственно, будет увеличиваться N. Когда N станет равно 1 (т.е. каждый свободный проходя через область носитель заряда, пространственного заряда, в среднем рождает одну электронно-дырочную пару), коэффициент размножения обратится в бесконечность, что будет соответствовать резкому увеличению обратного тока через диод. Это условие (N=1) и является критерием возникновения в *p-n*-переходе лавинного пробоя. Остается выяснить, при каком обратном напряжении будет выполняться этот критерий.

Если воспользоваться понятием скорости ударной ионизации α , которая показывает число электронно-дырочных пар, рождаемых одним носителем заряда при прохождении им единицы длины в электрическом поле \mathcal{E} , то при прохождении слоя объемного заряда электроном (или дыркой) будет ионизовано электронно-дырочных пар в количестве:

$$N = \int_{0}^{d} \alpha(x) dx, \qquad (7)$$

где d- толщина слоя объемного заряда. Следует иметь в виду, что α является крайне резкой функцией электрического поля (приближенно можно считать, что $\alpha \sim \mathcal{E}^7$), а само электрическое поле в переходе есть функция координаты x. Для резкого p^+ -n-перехода зависимости $\mathcal{E}(x)$ и $\alpha(x)$ изображены на рис.3 для разных обратных напряжений на переходе.

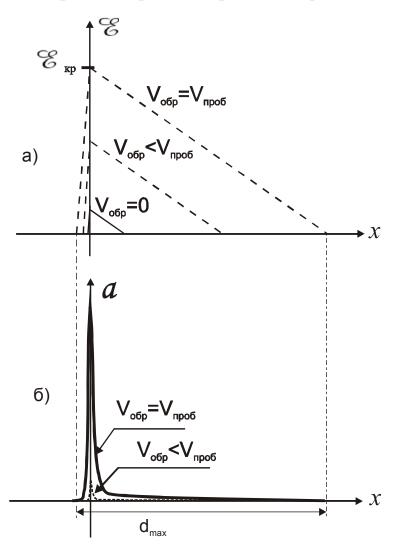


Рис.3. Распределение электрического поля в резком и несимметричном рп-переходе при разных обратных напряжениях (а) и зависимость скорости ударной ионизации при пробивном напряжении (б) от координаты в слое объемного заряда

Поскольку при $M o \infty$ максимальное поле в ОПЗ больше расти не может, значит, и напряжение на объемном заряде перехода не может быть больше, чем $V_{\rm npo6}$ (напряжение же на диоде тем не менее будет расти с ростом тока из-за увеличения падения напряжения на сопротивлении базы диода). При этом толщина объемного заряда достигает максимально возможного значения d_{max} для данного перехода.

С учетом сказанного критерий возникновения лавинного пробоя примет вид:

$$N = \int_{0}^{d_{\text{max}}} \alpha \left[\mathcal{E}(x) \right] dx = 1.$$
 (8)

Таким образом, для возникновения лавинного пробоя ($M \to \infty$) необходимо и достаточно, чтобы каждый носитель в среднем при дрейфе через слой объемного заряда рождал за счет ударной ионизации одну электронно-дырочную пару.

Может возникнуть вопрос — как с точки зрения физики понять, почему, если носитель генерирует всего одну электронно-дырочную пару, ток через переход стремится к бесконечности? Представим ситуацию, когда в объемный заряд влетает со стороны p-области всего один электрон. Тогда если не происходит ударной ионизации, то ток через переход будет носить характер одиночного импульса длительностью, определяемой временем пролета этого электрона через ОПЗ (τ_{npon}), и амплитудой, равной (q/τ_{npon}). Если же этот электрон по пути через ОПЗ рождает одну электронно-дырочную пару, то из объемного заряда в n-область вылетит два электрона, т.е. ток через диод увеличится всего в два раза. Но в ОПЗ осталась дырка, которая, дрейфуя в сторону p-области, также рождает электронно-дырочную пару и т.д. Таким образом, процесс зацикливается и ток через переход не кончается никогда, а его величина будет равна

 $(2q/\tau_{npon})$. Следовательно, попадание в ОПЗ перехода всего одного свободного носителя заряда вызывает бесконечный по длительности ток. Но реально в ОПЗ перехода из p-области постоянно залетают новые электроны, а из n-области новые дырки и от каждого носителя возникает постоянный по амплитуде и бесконечный по длительности ток. С течением времени эти токи суммируются, и результирующий ток по величине стремится к бесконечности. Реально же ток не достигает бесконечно больших величин, т.к. он ограничивается сопротивлением, включенным последовательно с ОПЗ перехода (сопротивлением базы, внешним сопротивлением, внутренним сопротивлением источника питания и т. п.).

Из рис.3,б видно, что основной вклад в интеграл (8) дает область перехода вблизи максимума электрического поля. Вклад же остальной части ОПЗ в этот интеграл незначителен, и в первом приближении им можно пренебречь. При этом можно полагать, что должно существовать критическое электрическое поле (${}^{\mathcal{C}}_{\mathbf{кp}}$), при котором интеграл в (8) обращается в 1 и, следовательно, начинается пробой. Теперь нетрудно подсчитать, при каком обратном напряжении максимальное поле в переходе достигнет критического значения. Напряжение на переходе равно

$$V_{p-n} = \int_{0}^{d} \mathcal{E}(x)dx. \tag{9}$$

В случае резкого p^+ -n-перехода интеграл (9) приближенно равен площади прямоугольного треугольника (см. рис.3,а):

$$V_{p-n} = \frac{d}{2} \mathcal{E}_{max.} \tag{10}$$

Если учесть, что d и \mathcal{E}_{max} связаны соотношением

$$d \cong d_n = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{qN_D} \mathcal{E}_{max,}$$
(11)

то при $\mathscr{E}_{max} = \mathscr{E}_{\kappa p}$ $d = d_{\max}$:

$$d_{\max} \square \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q N_D} \mathscr{E}_{\kappa p}. \tag{12}$$

С учетом (12) выражение (10) примет вид:

$$V_{\text{nas npo6}} = \frac{\mathcal{E} \, \mathcal{E}_0}{2qN_D} (\mathcal{E}_{\kappa p})^2. \tag{13}$$

Таким образом, напряжение лавинного пробоя в первом приближении обратно пропорционально степени легирования базовой области резкого p-n-перехода.

Для более строгого анализа необходимо учесть, что величина критического поля для лавинного пробоя должна зависеть от уровня легирования. Качественно эта зависимость приведена на рис.4.

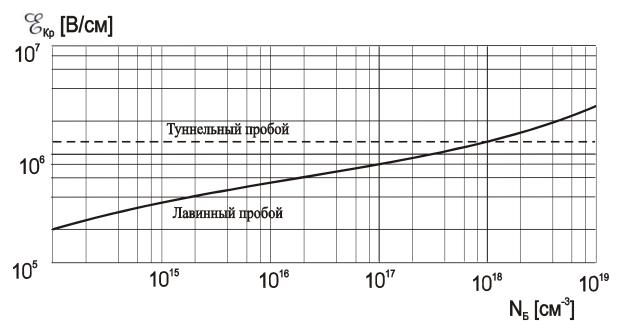


Рис.4. Зависимость критического поля лавинного пробоя от концентрации примеси в базе диода; пунктиром показано критическое поле для туннельного пробоя

Дело в том, что длина свободного пробега носителей заряда определяется не только рассеянием на фононах (при комнатной

температуре это основной механизм рассеяния), но и рассеянием на ионах примеси. Увеличение легирования базовой области перехода добавляет центры рассеяния, что приводит к сокращению средней длины свободного пробега носителей заряда и, как следствие, к увеличению критического поля, при котором начинается лавинный пробой.

На практике напряжение лавинного пробоя определяют по приближенным эмпирическим формулам или номограммам [2]. Так, для резкого несимметричного перехода при T = 300К имеем:

$$V_{\text{nas.npoo}} \cong 60 \left(\frac{E_g}{1,1}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{N_E}{10^{16}}\right)^{-\frac{3}{4}},$$
 (14)

где $N_{
m B}$ - концентрация примеси в базе диода в см $^{ ext{-}3}$.

Напряжение лавинного пробоя одностороннего резкого p-n-перехода в кремнии можно также рассчитывать по другой приближенной формуле:

$$V_{\text{\tiny DAB.NPO}} \cong k_1 10^{13} \left(N_E\right)^{-\frac{3}{4}},$$
 (15)

где константа $k_1 \sim 5,3$.

Ширина обедненного слоя при пробое одностороннего резкого p-n-перехода

$$d_{\max} \Box \left[\frac{2V_{npo\delta} \varepsilon \varepsilon_0}{q N_{\scriptscriptstyle E}} \right]^{1/2}. \tag{16}$$

Полагая k_I =5,3 и подставляя выражение (15) в (16), получаем (в микрометрах)

$$d_{\text{max}} \square 2, 5 \cdot 10^{-2} (V_{npo\delta})^{7/6}$$
 (17)

На рис. 5 представлена зависимость напряжения пробоя резкого p—n-перехода от концентрации примеси $N_{\mathcal{B}}$ и ширина обедненного слоя d_{\max} при пробое [2].

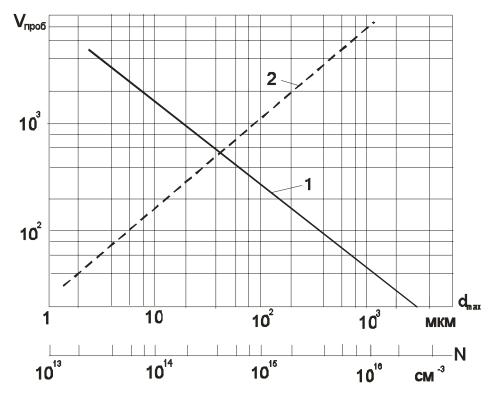


Рис. 5. Зависимость напряжения пробоя одностороннего резкого перехода от концентрации примеси (кривая 1) и ширина обедненной области при пробое (кривая 2)

Приближенное значение напряжения пробоя двустороннего p-n-перехода можно получить [2], если пользоваться в формулах (14, 15) вместо понятия $N_{\rm B}$ эффективной концентрацией легирования:

$$\frac{1}{N_{\gamma\phi\phi}} = \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_A},\tag{18}$$

где $N_{\rm A}$ и $N_{\rm Z}$ — концентрация акцепторов и доноров в p-n-переходе со стороны p- и n- области соответственно.

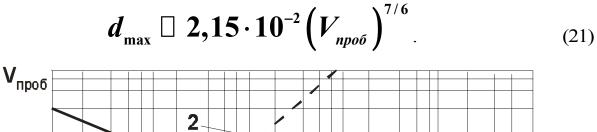
Напряжение пробоя линейного *p-n*-перехода определяется из эмпирического соотношения [2]

$$V_{npo\delta} \square k_2 10^9 a^{-2/5},$$
 (19)

где $k_2\sim 9$, a - примесный градиент. Общая ширина обедненного слоя линейного p-n-перехода определяется из выражения [2]

$$d_{\max} \Box \left[\frac{\left(12V_{npo\delta} \varepsilon \varepsilon_{0}\right)}{qa} \right]^{1/3}$$
 (20)

Исключая из выражений (19) и (20) a, получаем ширину обедненного слоя (в микрометрах)



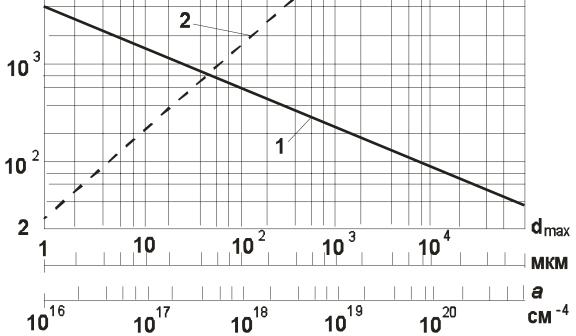


Рис. 6. Зависимость напряжения пробоя линейного перехода от градиента концентрации примеси (кривая 1) и ширина обедненной области при пробое (кривая 2) [2]

На рис. 6 показана зависимость напряжения пробоя линейного p-n-перехода от градиента \boldsymbol{a} и ширина обедненного слоя \boldsymbol{d}_{max} при пробое.

Напряжение пробоя диффузионного перехода лежит между соответствующими значениями для резкого и линейного переходов: при невысоких напряжениях $V_{npo\delta}$ оно ближе к значению для линейного перехода, при больших $V_{npo\delta}$ - ближе к значению для резкого перехода. Ширину обедненной области при пробое диффузионного p-n-перехода можно приближенно определить как среднее между шириной резкого и линейного переходов.

Общее эмпирическое соотношение между напряжением пробоя и шириной обедненной области, приблизительно подходящее для всех трех случаев, можно представить в виде [2]

$$V_{npo\delta} = (5,8 \cdot 10^4) d_{\text{max}}^{0,84} \tag{22}$$

Результаты расчета напряжения лавинного пробоя p-n-перехода с диффузионным профилем, описываемым дополнительной функцией к интегралу ошибок, с использованием эмпирических значений коэффициентов ионизации, приведены на рис. 7, a и δ . Здесь представлены напряжения лавинного пробоя как функции концентрации примеси однородно легированной подложки для глубины переходов x_j от 10 до 100 мкм.

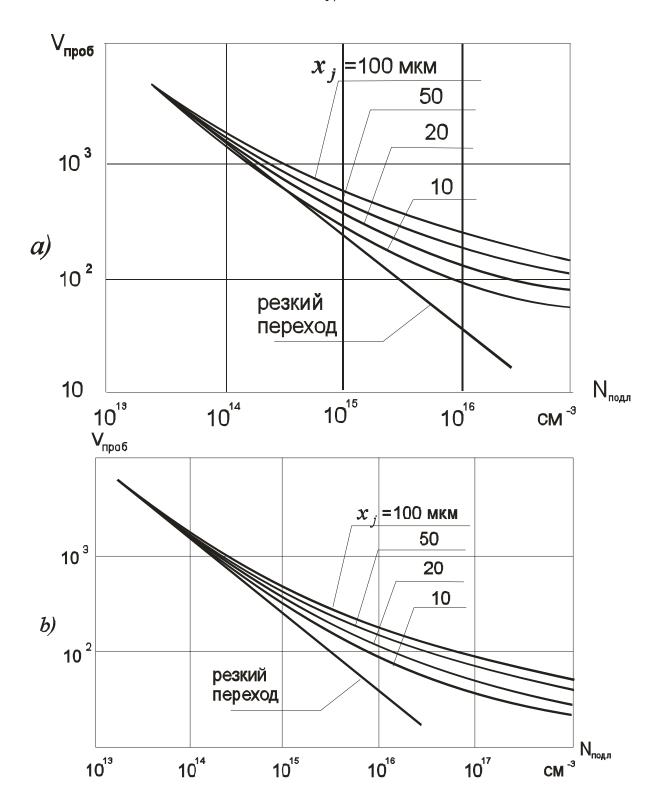


Рис. 7. Напряжение лавинного пробоя диффузионного перехода как функция концентрации примеси в однородно легированной подложке при поверхностной концентрации примеси $N_{\rm nos} = 10^{18}\,{\rm cm}^{-3}$ (а) и $N_{\rm nos} = 10^{19}\,{\rm cm}^{-3}$ (б)

Напряжение лавинного пробоя зависит, несомненно, от градиента концентрации примеси a вблизи p-n-перехода. Практически для

большого интервала значений концентрации примеси в подложке и на поверхности градиенты примеси обоих видов распределения - гауссовского и подчиняющегося функции erfc - одинаковы.

Если отношение поверхностной концентрации к концентрации в подложке $N_{no\delta}/N_{no\delta n}$ лежит между 10^2 и 10^7 , то кривые для определения напряжения пробоя для случая, когда профиль примеси подчиняется функции дополнения к интегралу ошибок, можно использовать и для определения напряжения пробоя для гауссовского распределения примеси, если отношение $N_{no\delta}/N_{no\delta n}$ уменьшить в 2,5 раза.

В планарных *р-п*-переходах необходимо учитывать очень сильное влияние кривизны перехода. Поскольку напряженность электрического поля на цилиндрических или сферических областях перехода выше, то напряжение пробоя определяется именно этими областями. На рис.8 приведена номограмма [2] для расчета напряжения пробоя таких переходов

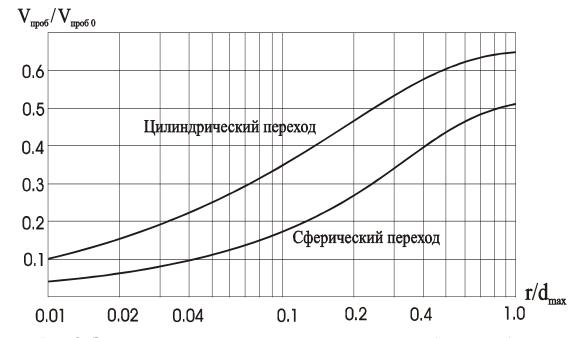


Рис. 8. Зависимость отношения напряжения пробоя цилиндрического или сферического перехода к напряжению пробоя плоского перехода в зависимости от отношения радиуса закругления к максимальной толщине объемного заряда

Что касается пробоя планарных переходов с линейным распределением примеси, то из результатов вычислений следует сравнительно слабая зависимость напряжения пробоя от кривизны перехода.

1.1. Вольт-амперная характеристика *p-n*-перехода в области лавинного пробоя

При подходе к пробою обратный ток диода начинает возрастать (5) за счет размножения носителей заряда вследствие ударной ионизации.

Изменение коэффициента размножения M при приближении напряжения к значению $V_{\it nas.npoo}$ рассчитывается по эмпирической формуле [5]:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{\text{nae npoó}}}\right)^b}, \qquad (23)$$

где b – эмпирический коэффициент, равный 3 для кремниевых переходов.

1.2. Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя

С ростом температуры концентрация фононов растет, длина свободного пробега уменьшается. Соответственно для набора нужной энергии (3) на меньшей длине необходимо большее критическое поле. Следовательно, напряжение лавинного пробоя при нагревании диода растет.

На рис. 9 приведена зависимость напряжения лавинного пробоя в кремнии и германии от температуры [6].

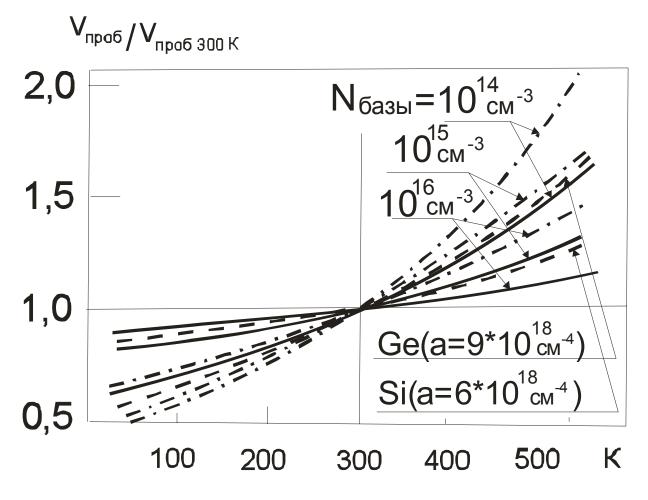


Рис. 9. Напряжение пробоя, нормированное по напряжению пробоя при 300 К, как функция абсолютной температуры (сплошные кривые - резкий переход в кремнии; штриховые кривые - плавный р-п-переход с линейным распределением примеси; штрихпунктирные кривые - резкий переход в германии)

Чем слабее легирована база диода, тем сильнее зависимость напряжения лавинного пробоя от температуры. Это объясняется большей ролью решеточного рассеяния.

2. Лавинный пробой планарного *p-n-*перехода

Планарный переход образуется при диффузии примеси в кремний через окно в окисной пленке. При этом, как известно, диффузия идет не только в направлении z, нормальном для поверхности, но также и в направлении x (рис. 10). В первом приближении можно считать, что диффузия идет с одинаковой скоростью в обоих направлениях. В образовавшемся переходе можно выделить следующие части: центральную плоскую, цилиндрическую по боковому периметру и сферические по углам маски.

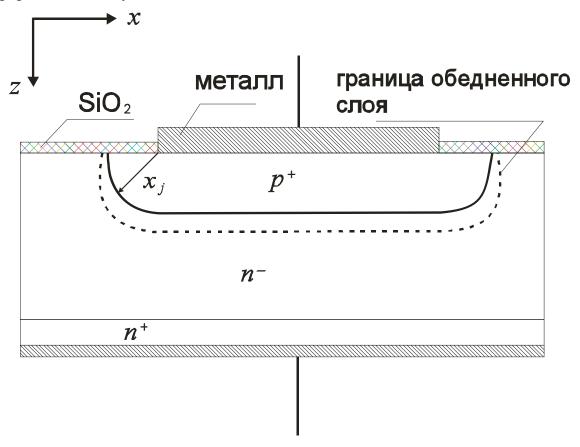


Рис. 10. Цилиндрический планарный р-п-переход и граница обедненной области в нем

Пробой планарного перехода зависит от профиля концентрации примеси, а также в значительной степени от кривизны края p-n-перехода.

На рис. 11 представлены кривые напряжения пробоя, полученные расчетом на ЭВМ, для планарного одностороннего резкого p-n-перехода как функции глубины перехода x_j при цилиндрической и сферической конфигурации переходов [2]. Для сравнения на рисунке представлена кривая для напряжения пробоя плоского (одномерного) перехода $(x_j \to \infty)$. Напряжение пробоя планарного перехода всегда ниже, чем напряжение плоского. Диоксид кремния на поверхности прибора, как правило, содержит некоторое количество положительных зарядов; таким образом, поверхность кремния n-типа при p+-n-переходе может стать обогащенной. Следовательно, слой пространственного заряда у поверхности будет сужаться (см. штриховую линию на рис. 10).

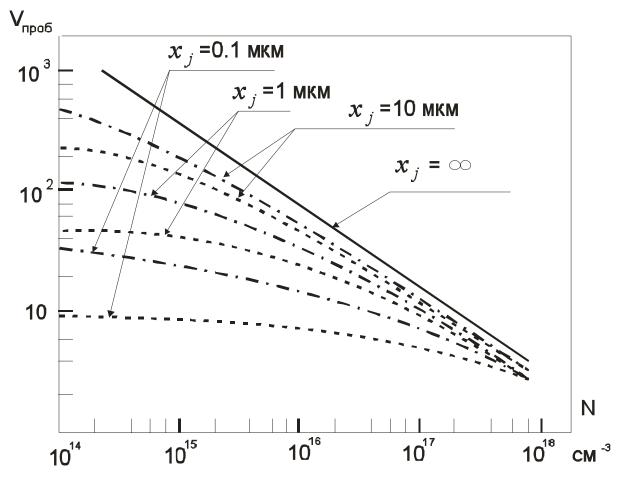


Рис. 11. Напряжение пробоя как функция концентрации примеси в подложке для односторонних резких p-n-переходов различной конфигурации: плоский (сплошная кривая), цилиндрический (штрихпунктирные кривые) и сферический (штриховые кривые)

Поэтому напряженность электрического поля здесь возрастает, вследствие чего напряжение пробоя еще более снижается.

Влияние радиуса кривизны p-n-перехода на напряжение лавинного пробоя показано на рис. 12 [2]. Кривые на рисунке построены для диффузионного профиля, формирование которого подчиняется функции дополнения к интегралу ошибок при концентрации примеси p-типа на поверхности N_{no6} , равной 10^{17} и 10^{19} см⁻³, и концентрации примеси в подложке n-типа N_{no0n} , равной 10^{13} , $3\cdot10^{13}$ и 10^{14} см⁻³. Можно заметить, что уровень легирования подложки сильно влияет на значение напряжения пробоя. При $x_j = 100$ мкм, $N_{no6} = 10^{19}$ см⁻³ и $N_{no0n} = 10^{13}$ см⁻³ напряжение пробоя $V_{npo6} \sim 2800$ В. При $N_{no0n} = 10^{14}$ см⁻³ при прочих равных условиях $V_{npo6} \sim 1200$ В.

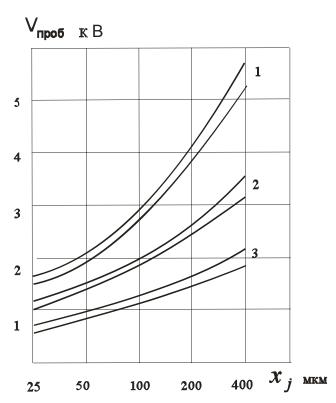


Рис12. Напряжение пробоя диффузионного p-n-перехода как функция радиуса кривизны при концентрации в подложке $N_{noд,n}=10^{13}~{\rm cm}^{-3}$ (кривые 1), $N_{nod,n}=3\cdot10^{13}~{\rm cm}^{-3}$ (кривые 2) и $N_{nod,n}=10^{14}~{\rm cm}^{-3}$ (кривые 3); поверхностная концентрация примеси $10^{17}~{\rm cm}^{-3}$ (верхние кривые каждой группы) и $10^{19}~{\rm cm}^{-3}$ (нижние кривые)

Максимальная напряженность поля в объеме наблюдается при максимальной кривизне *p-n*-перехода, а максимальная напряженность поля на поверхности - в месте, где контур перехода пересекает поверхность. Можно также заметить, что напряженность поля в объеме планарного перехода при пробое всегда выше, чем напряженность в плоском переходе в одномерной модели, а также то, что эта напряженность всегда растет с уменьшением радиуса кривизны. Если радиус кривизны уменьшается, то ширина обедненной области в месте максимальной напряженности поля также уменьшается (вследствие выполнения закона сохранения заряда), а напряженность здесь должна возрасти, чтобы обеспечить необходимое лавинное умножение на меньшем расстоянии. Сказанное справедливо во всех случаях, когда ширина обедненного слоя по каким-либо причинам уменьшается (например, при увеличении N_{nodn}). Если пользоваться нормированными значениями для напряжения пробоя и радиуса кривизны, то для демонстрации их взаимозависимости будет достаточно одной кривой. На рис. 13 представлена подобная кривая для планарного *p-n*-перехода. Здесь напряжение лавинного пробоя этого перехода соотнесено с напряжением пробоя идеального перехода в одномерной (плоской) модели, а радиус кривизны нормирован по ширине плоской части обедненного слоя при пробое.

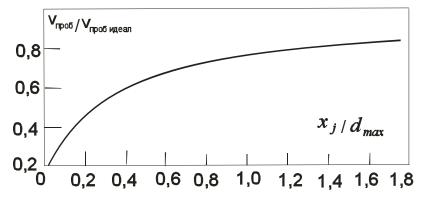


Рис. 13. Нормированное напряжение лавинного пробоя $V_{npo\delta}/V_{npo\delta}$ идеал как функция нормированной кривизны p-n-nepexoда

Напряжение пробоя одностороннего резкого цилиндрического или сферического перехода в кремнии (в вольтах) можно рассчитать по эмпирической формуле [2]

$$V_{npo\delta} \approx 6 \cdot 10^{13} \cdot N^{-3/4} \left\{ \left[\left(n + 1 + \gamma \right) \gamma^n \right]^{1/(n+1)} - \gamma \right\}, \quad (24)$$

где
$$\gamma = \frac{x_j}{d_{\text{max}}}$$
, $n=1$ для цилиндрического и $n=2$ для сферического

переходов; d_{max} - ширина обедненного слоя одностороннего плоскостного резкого перехода при пробое, мкм.

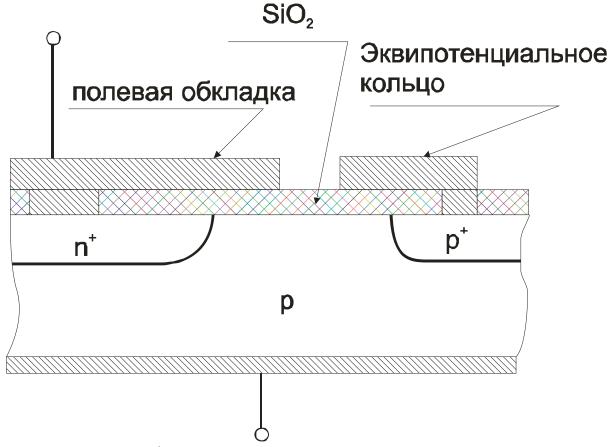
3. Методы повышения напряжения лавинного пробоя

Напряжение лавинного пробоя может быть в значительной степени увеличено такими методами, как применение полевых обкладок, охранных колец, фасок для *p-n*-переходов. Целью разработки этих методов является, во-первых, уменьшение вероятности электрического пробоя по поверхности путем создания, по возможности, условий для пробоя в объеме полупроводника, а во-вторых, максимальное уменьшение напряженности электрического поля в объеме, чтобы как можно полней использовать все возможности полупроводника.

3.1. Полевая обкладка

Применение полевых обкладок является одним из наиболее распространенных методов увеличения напряжения лавинного пробоя. Обкладка представляет собой слой металла, нанесенный поверх n+-p-перехода, как показано на рис. 14. Если к переходу приложить обратное напряжение, то обкладка приобретает положительный потенциал по отношению к p-слою и поверхность p-кремния обедняется дырками. Однако, если толщина оксида под обкладкой достаточно мала и (или) приложено достаточно высокое напряжение, поверхность

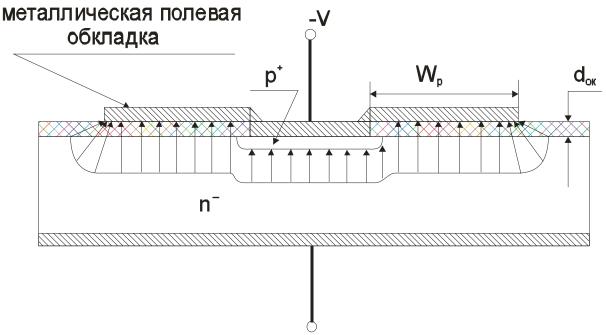
кремния p-типа может инвертироваться, что приведет к появлению канала n-типа, т. е. к расширению общей площади n+-области.



 $Puc.14.\ \Pi epexod\ n^+$ - $p\ c\ noneeou$ обкладкой и эквипотенциальным кольцом

Если этот канал сомкнётся с p^+ -областью, то напряжение пробоя резко упадет. Желаемый результат - увеличение напряжения пробоя - будет достигнут тогда, когда слой оксида будет достаточно толстым, чтобы создавались условия не для инвертирования поверхности, а для *p*-области. Обычно глубокого обеднения полевая обкладка применяется вместе с другим электродом - эквипотенциальным кольцом, полевую окружающим обкладку И электрически связанным отрицательно смещенной р-подложкой (рис. 14). Отрицательно смещенное кольцо притягивает дырки к границе Si-SiO₂, препятствуя возможности инвертирования поверхности под кольцом, а также отводя положительные заряды, накопленные на поверхности SiO_2 . Слой p^+

предназначен для улучшения контакта эквипотенциального кольца с p-областью и в то же время служит как ограничитель канала. Как будет показано ниже, наличие эквипотенциального кольца оказывает некоторое отрицательное влияние на пробой перехода. Аналогичные рассуждения можно провести и применительно к p^+ -n-переходам (рис. 15).



 $Puc.~15.~ Переход p^+$ -n~c~noлевой~oбкладкой

Достаточно толстый оксид предотвращает инверсию, создавая обеднение n-области под полевой обкладкой (рис. 16). Однако если оксид слишком толстый, то n-область не обеднится в достаточной мере. В месте, где полевая обкладка кончается, т. е. у ее края, электрическое поле сильно концентрируется (рис. 15).

Результаты численных расчетов показывают, что при толщинах оксида меньше $0,1\,$ мкм и концентрациях в подложке меньше $10^{17}\,$ см $^{-3}\,$ лавинный пробой имеет место в точке под краем металлической обкладки и что напряжение пробоя растет с уменьшением концентрации в подложке.

Падение напряжения в слое оксида в этом случае мало, а пробой наблюдается в области индуцированного пространственного заряда в кремнии, причем он развивается так же, как при обычном пробое p-n-перехода. Однако напряжение пробоя меньше, чем в плоскостном p-n-переходе, из-за концентрации силовых линий поля у края полевой обкладки. При более толстых слоях оксида, когда $x_{\rm ок} \ge 1$ мкм, а $N_{\rm подл} \ge 10^{16}$ см⁻³, пробой происходит в центральной плоской части прибора.

Путем изготовления более толстого слоя оксида можно уменьшить эффект концентрации силовых линий поля у края полевой обкладки и увеличить напряжение пробоя аналогично тому, как это достигалось увеличением глубины перехода. Причем напряженность поля в подложке более чувствительна к изменению толщины оксида, нежели к равному приращению глубины p -n-перехода x_i .

Напряжение пробоя планарного перехода с полевой обкладкой можно получить в виде [2]

$$V_{npo\delta non.o\delta\kappa_{7}} = 6 \cdot 10^{13} N_{D}^{-3/4} \left\{ \left[\left(2 + \gamma' \right) \gamma' \right]^{1/2} - \gamma' \right\}, \tag{25}$$

где
$$\gamma' = \left(\frac{\varepsilon_{Si}}{\varepsilon_{SiO_2}}\right) \left(\frac{x_{SiO_2}}{x_{oo}}\right)$$
. Это соотношение верно при $\frac{Q_{noo}}{q} << 10^{12}$ см⁻²

(для качественных оксидов $\frac{Q_{nos}}{q} \approx 10^{10} \, \mathrm{cm}^{-2}$). При очень большом

положительном заряде на поверхности напряжение пробоя n^+ -p-перехода возрастает, а p^+ -n-перехода - падает. На рис. 16 представлена зависимость напряжения пробоя планарного перехода с полевой обкладкой от толщины оксида при $N_{noon} = N_D = 1,1\cdot 10^{11}$ см⁻³. Здесь также отложены экспериментальные точки, полученные для планарных переходов с радиусом кривизны $x_j = 9$ мкм. Рисунок иллюстрирует почти полное соответствие расчетных и экспериментальных данных. Формула (25)

применима и к n^+ -p-переходам, если заменить N_D на N_A для подложки p-типа. Например, напряжение пробоя, полученное для $N_D = 1,1 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и $x_{ok}=1$ мкм, равно примерно 370 В.

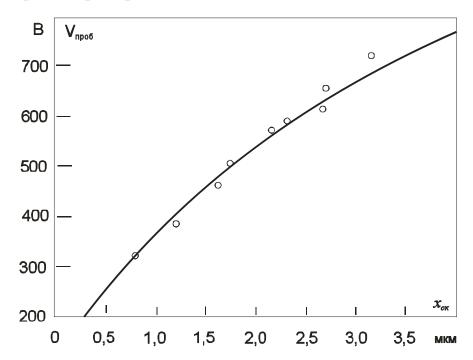


Рис. 16. Расчетная кривая [2] зависимости напряжения лавинного пробоя планарного перехода от толщины оксида x_{ok} (эксперимент при $x_i = 9$ мкм)

Следует отметить, что p^+ -n-диоды с полевыми обкладками, которые предварительно выдерживались при высоких обратных напряжениях, имели большие напряжения пробоя благодаря инжекции положительных зарядов (дырок) в оксид. Появление в оксиде положительного заряда эквивалентно увеличению его толщины.

3.2. Диффузионное охранное кольцо

Планарный p-n-переход, полученный диффузией примеси на небольшую глубину, имеет низкое напряжение пробоя из-за малой глубины перехода x_j . Во многих случаях можно планарный переход окружить по периметру диффузионным охранным кольцом (рис. 17) того же типа проводимости, но значительно большей глубины, а значит, и

большего радиуса кривизны x_j . Глубокая диффузия приводит к уменьшению градиента примеси a, а значит, улучшает условия пробоя.

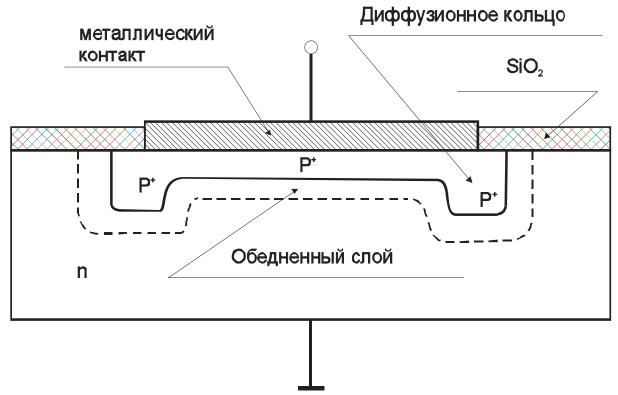


Рис. 17. Диффузионное охранное кольцо

3.3. Эквипотенциальное кольцо и канальный ограничитель

Эквипотенциальное металлическое кольцо (рис.14) предназначено для предотвращения инверсии поверхности в непосредственной близости к нему. Обычно оно наносится поверх сильнолегированного слоя (p^+ слой на рис. 14) и имеет потенциал подложки. Наличие этого кольца приводит к дополнительной стабилизации поверхности, поскольку оно помогает выводить ионы нежелательных примесей. Диффузионный p^+ слой служит для предохранения поверхности от инверсии и обеспечения надежного контакта кольца с кремнием. Следует заметить, что наличие эквипоциального кольца оказывает некоторое отрицательное влияние на пробой, поскольку из-за возрастания напряженности поля у края напряжение пробоя снижается. Исследование комбинации полевой обкладки c эквипотенциальным кольцом канальным

ограничителем, предназначенной ослабить это нежелательное явление, показало, что напряжение пробоя растет с увеличением ширины полевой обкладки и эквипотенциального кольца W_i .

В экспериментальных образцах [2] с шириной $W_i = 200$ мкм напряжение пробоя равнялось 1575 В. Увеличение значения W_i на каждый микрометр давало увеличение напряжения пробоя примерно на 2,5 В. Увеличение этого напряжения происходит примерно линейно, но скорость нарастания его зависит от конкретной геометрии обкладки и кольца и пассивирующей защиты между ними.

3.4. Резистивная полевая обкладка

Искажение электрического поля, возникающее у края полевой обкладки И эквипотенциального кольца, онжом снизить путем применения поликристаллической резистивной пленки, шунтирующей область между металлической полевой обкладкой И кольцом. Присутствие такой пленки делает электрическое поле более однородным, улучшает пробой, а также предотвращает искрение по поверхности. Резистивная пленка представляет собой нелегированный поликристаллический кремний 200 толщиной HMИ листовым сопротивлением $5 \cdot 10^{10}$ Ом на квадрат.

Существенное улучшение характеристик прибора можно получить, если обычную поликристаллическую пленку заменить пленкой поликристаллического полуизолирующего кремния (сипос).

Поликристаллический полуизолирующий кремний (сипос) впервые был предложен для пассивирования плоскостных приборов. В настоящее время этот материал широко используется в качестве резистивных полевых обкладок. Известно, что в плоскостных приборах фиксированные положительные заряды в слое SiO_2 вызывают инверсию поверхности p-кремния, в результате чего напряжение пробоя падает.

Подвижные положительные заряды в этом же слое, возникающие в результате присутствия в нем натрия либо других загрязнений, способствуют нестабильности характеристик прибора. Существует еще одна проблема, заключающаяся в том, что во время лавинного пробоя горячие носители, инжектированные в SiO_2 , модулируют поверхностную проводимость И вызывают называемый так блуждающий пробой. Эти явления могут быть в значительной мере устранены путем применения материала сипос благодаря некоторым его свойствам. Очень слабо проводящий слой сипос, легированный кислородом, проводит небольшой ток, в результате чего поле на поверхности кремния становится более однородным. Вследствие очень низкой проводимости этого материала токи утечки через пленку настолько малы, что они либо сравнимы, либо даже меньше утечек в объеме или на поверхности. Обратное напряжение, приложенное к р-п-переходу, оказывается приложенным также к пленке сипос, которая благодаря наличию проводимости передает его, словно полевой экран, на поверхность базовой области перехода. Если при этом пленка сипос имеет слишком высокое сопротивление благодаря легированию кислородом, то напряжение пробоя достигает такого же значения, как и при термическом оксиде.

Слой сипос экранирует поверхность прибора от избыточных зарядов и препятствует накоплению ионов на границе раздела кремний пленка сипос. Заряды, индуцированные на поверхности кремния при загрязнении подвижными ионами, например ионами натрия, находящиеся поверх пассивирующей пленки, могут дрейфовать внутрь ее. В результате либо происходит нейтрализация зарядов, либо внутри пленки сипос возникает область пространственного заряда, создающая электростатический экран. Ввиду обладает ΤΟΓΟ, ЧТО пленка проводимостью, подвижные носители не накапливаются в ней, а уходят.

С помощью пленок сипос можно получить высокую стабильность поверхности и напряжение пробоя в несколько тысяч вольт.

Пленка сипос состоит из кристаллических зерен кремния, окруженных тонкими аморфными пограничными слоями. В кремниевых зернах могут возникать мелкие донорные либо акцепторные уровни, создаваемые, например, кислородом (кислород создает донорный и акцепторный уровни 0,16 и 0,39 эВ ниже «дна» зоны проводимости). На зерен возникают состояния, поверхностная концентрация границе которых достигает значения 10^{13} - 10^{15} см⁻². В равновесии положение уровня Ферми в зернах на границах одинаково, что приводит к перераспределению зарядов и изгибу зон. Зонную структуру материала сипос можно изобразить, если представить его как последовательность симметричных барьеров Шотки, соединенных встречно смещенных всегда в обратном направлении вне зависимости от того, какое приложено внешнее напряжение - прямое или обратное. Зонная структура поликристаллического кремния, обогащенного кислородом, сходна с зонной структурой кристаллического кремния, в котором Энергия основными носителями являются электроны. донорных состояний находится на 0,12 эВ ниже «дна» зоны проводимости, а их концентрация порядка $2 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Плотность поверхностных состояний на границах зерен порядка $2 \cdot 10^{13}$ см⁻², а изгиб зон равнялся 0,44 эВ. При 373K температуре ток носителей осуществляется путем ниже туннелирования, а выше - термоионной эмиссией.

Тонкий слой нитрида кремния, нанесенный на поверхность сипоса, создает условия для уменьшения напряженности поля на поверхности. Значительно более однородные поверхностные поля можно получить, если наносить вместо нитридных пленок толстые слои диэлектриков, например, стекла. Можно получить хорошие результаты, если между сипосом и стеклом создать пленку диоксида кремния. Характеристики

стекла необходимо подбирать такими, чтобы обеспечить хорошее соответствие коэффициентов теплового расширения стекла и кремния. Чтобы защитить стекло в процессе вытравливания металла, поверх стекла обычно наносят тонкий слой SiO_2 .

3.5. Полевое ограничительное кольцо

Ограничительное кольцо представляет собой диффузионную область, аналогичную сильнолегированной части основного p-n-перехода (рис. 18), но при обратном смещении p-n-перехода эта область находится под плавающим потенциалом. Расстояние между кольцом и основным рп-переходом выбирается достаточно малым, чтобы обедненные области обоих *р-п*-переходов непосредственно перед лавинным пробоем соединились. В результате этого напряженность электрического поля перед пробоем не достигает критического значения. Если напряжение на р-п-переходе продолжать увеличивать, то общая область пространственного заряда сложным образом огибает обе эти области (рис. 18).

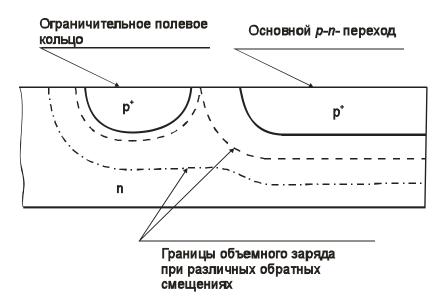


Рис. 18. Полевое ограничительное кольцо

Полевое ограничительное кольцо в какой-то мере действует как делитель напряжения и заметно уменьшает кривизну границы обедненной области основного *p-n*-перехода.

На рис. 19 показаны границы обедненной области для случая, когда положительный заряд в SiO_2 вызывает появление обогащенного слоя у поверхности. Увеличение напряжения на p-n-переходе выше напряжения смыкания приводит к тому, что радиус кривизны обедненной области становится значительно большим, чем при наличии только одного основного p-n-перехода.

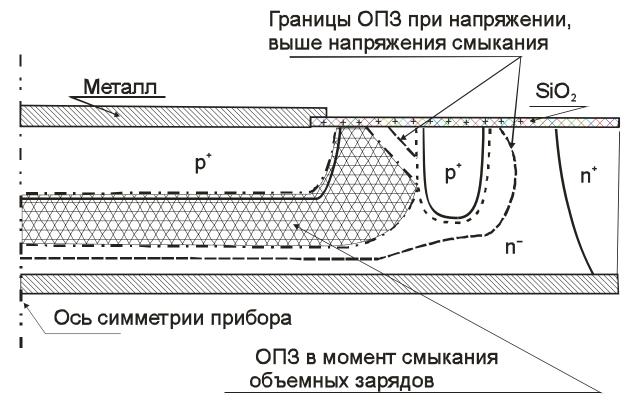


Рис. 19. Размещение ОПЗ в диоде круглой формы при напряжении, равном и большем напряжения смыкания при наличии полевого ограничительного кольца и положительного заряда в оксиде

Расчеты в двух- и трехмерном представлении позволили установить недостаточную достоверность первоначальной концепции одномерного приближения, в которой утверждается, что напряжение между полевым кольцом и основным переходом остается неизменным даже при

напряжении более высоком, чем то, которое требуется для слияния двух обедненных областей. Согласно расчету в одномерном приближении угловой коэффициент кривой напряжения на кольце в зависимости от напряжения на основном *p-n*-переходе равен единице. Расчет в многомерных представлениях и эксперименты показали, что этот наклон равен примерно 0,65 (рис. 20) и что напряжение между кольцом и *p-n*-переходом возрастает с увеличением напряжения на *p-n*-переходе. А это означает, что напряжение на самом кольце становится меньше и что кольцо делит напряжение менее эффективно, чем предсказывает расчет в одномерном приближении [3].

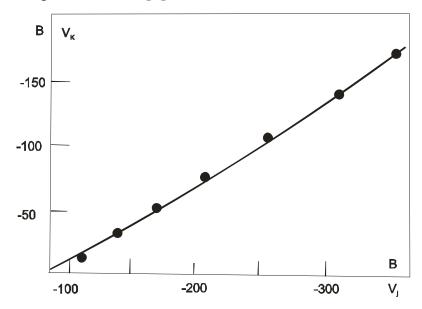


Рис. 20. Напряжение V_K на полевом ограничительном кольце как функция напряжения V_i на p-n-переходе (сплошная кривая-теоретическая, точки - экспериментальные)

Обычно пробой наблюдается не на поверхности, а в точке максимальной кривизны границы обедненной области [6]. В этом месте действие кольца существенно хуже, чем можно было бы ожидать для идеального делителя. Разность потенциалов между основной p^+ областью и кольцом может изменяться в интервале от 0 до 45 % от приложенного напряжения.

Из рис. 21 видно, что при оптимально подобранных характеристиках кольца существенно увеличивается напряжение пробоя основного *p-n*-перехода. Это напряжение нормировано по напряжению пробоя идеального (одномерного) планарного *p-n*-перехода, а его радиус кривизны нормирован по ширине обедненной области *p-n*-перехода при пробое. Эти кривые дают верный результат для всех уровней легирования и глубин *p-n*-перехода.

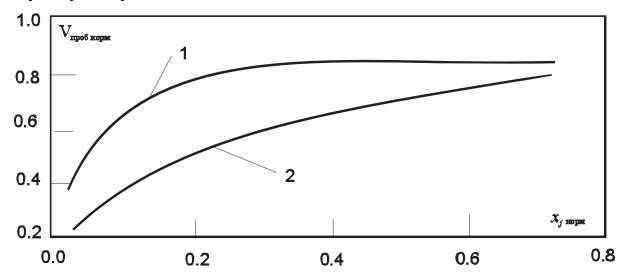


Рис. 21. Зависимость напряжения пробоя как функция радиуса кривизны основного p-n-перехода для структуры с ограничительным кольцом (кривая 1) и для структуры без кольца (кривая 2)

Расстояние между основным переходом и кольцом заметно влияет на делительную способность кольца. Всегда существует оптимальное расстояние, при котором получается наилучший эффект. Заряды $Q_{\theta K}$ и другие положительные заряды индуцируют каналы на поверхности кремния p-типа, что приводит к уменьшению эффективности полевых ограничительных колец.

Дальнейшего улучшения условий пробоя можно достичь при изготовлении нескольких колец. На рис. 22 схематически показан прибор с несколькими концентрическими кольцами. Исследование таких приборов показало, что большая часть приложенного напряжения приходится на основной *p-n*-переход. Каждое последующее кольцо берет

на себя все меньшую часть полного напряжения. На p^+ -n-переходе, изготовленном на подложке с удельным сопротивлением 80 Ом•см, получено пробивное напряжение в 2000 В. На n^+ -p-диоде были получены в основном менее удовлетворительные результаты вследствие появления n-каналов на поверхности кремния p-типа и больших токов утечки. Хотя многокольцевые структуры имеют вполне удовлетворительные электрические характеристики, но при высоких напряжениях требуется большая площадь для размещения колец, поэтому такие приборы имеют большие размеры.

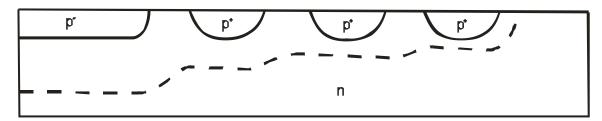


Рис 22. Планарный p-n-переход с несколькими ограничительными кольцами (штриховая линия - граница обедненной области)

3.6. Пробой *p-n*-перехода, ограниченного фаской

Если граница раздела между *p*- и *n*-областями перехода выходит на скошенную поверхность, то из закона сохранения заряда толщины обедненных областей на поверхности вынуждены менять свой размер, увеличиваясь с той стороны перехода, с которой площадь кристалла в плоскости, параллельной *p-n*-переходу, уменьшается, и наоборот. Это способствует смещению области максимальной напряженности электрического поля от поверхности в глубь кристалла.

Приборы с рабочим напряжением в несколько сотен вольт успешно работают, если вытравить глубокую канавку, как показано на рис. 23.

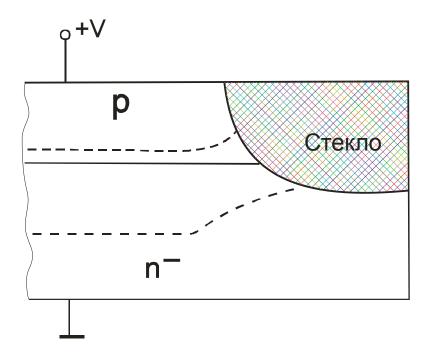


Рис. 23. Переход p-n, пассивированный стеклом, с вытравленной канавкой

Однако если напряжение пробоя выше 400 - 500 В, то требуется более точная и воспроизводимая промышленная технология для изготовления краевого контура. Такой технологией, обеспечивающей пробой при высоких напряжениях, является механическое снятие фаски на приборе. При этом фаска может быть снята под положительным либо под отрицательным углом (рис. 24). Если площадь структуры уменьшается от сильнолегированной к слаболегированной области, то угол положителен (обратная фаска) (рис. 24, б), в противном случае отрицателен (прямая фаска) (рис. 24, а). Имеются как преимущества, так и недостатки в обоих случаях.

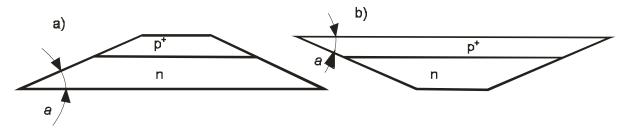


Рис. 24. Структуры с p^+ -n- переходами с прямой (а) и обратной (б) фасками

Теоретический расчет полей с помощью ЭВМ для приборов с распределением примеси как по закону Гаусса, так и по закону дополнения к функции ошибок проводится в экспоненциальном приближении, которое оправдано для глубоких высоковольтных *p-n*-переходов. Отсюда для случая, когда диффузия происходит в направлении *z* (рис. 25), избыточная концентрация примеси в зависимости от расстояния *z* от металлургической границы *p-n*-перехода определяется выражением [4]

$$N(z) = N_{D} \left[exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) - 1 \right], \tag{26}$$

где N_D - уровень однородного легирования подложки, а λ , - пространственная константа. Поскольку практически все элементы приборов расположены симметрично, то обычно при расчете напряженности поля достаточно решить уравнение Пуассона в двухмерном представлении [2]:

$$\nabla E = \frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} \rho(x, y), \tag{27}$$

где $\rho(x,y)$ - плотность избыточных электрических зарядов.

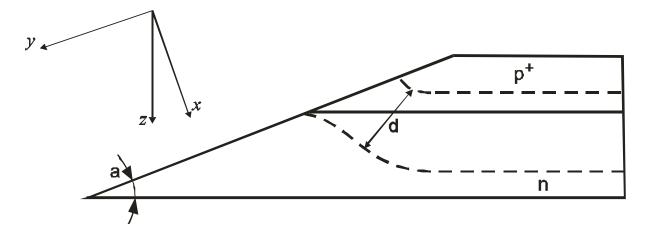


Рис.25. Конфигурация границ обедненной области (штриховые линии) p-nперехода с прямой фаской (d — минимальная ширина обедненной области)

В области пространственного заряда ρ равно избыточной концентрации зарядов в любой точке с координатами (x, y). В диэлектрике заряд можно приравнять нулю, и уравнение (27) перейдет в уравнение Лапласа:

$$\nabla E = 0 \quad . \tag{28}$$

Для обратносмещенного перехода обычно необходимо для простоты обратный предположить, что ток мал настолько, что значение напряженности электрического поля у границ обедненной области и за ними равно нулю. Внутри же обедненной области закон распределения заряда можно получить из закона распределения примеси [см. уравнение (26)], определив сначала путем последовательных приближений границы обедненной области. Результаты аналитических и экспериментальных исследований для фасок обоих видов показывают, что обратная фаска более эффективна для улучшения условий пробоя, нежели прямая.

3.6.1. Пробой *p-n*-перехода с обратной фаской

На рис. 26 представлен резкий p-n-переход, ограниченный обратной фаской с углом \mathbf{a} .

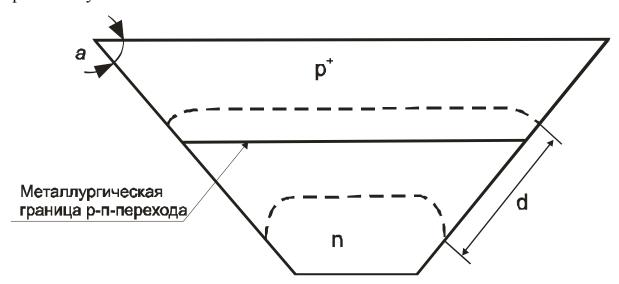


Рис. 26. Конфигурация границ обедненной области (штриховые линии) р-n-перехода с обратной фаской

Экспериментальные исследования теоретические расчеты И показали, что такие *p-n*-переходы могут иметь максимальное (для используемого кремния) напряжение пробоя. Однако для снятия обратной фаски требуются специальные механические приспособления, а весь процесс весьма трудоемок. При положительных значениях угла а, характерных для обратных фасок, граница области пространственного заряда в сильнолегированной p^+ -области приближается к p-n-переходу, поэтому ширина этой области уменьшается. В слаболегированной же *n*области граница обедненной области удаляется от p-n-перехода, за счет чего ширина этой области растет. В результате напряженность электрического поля на поверхности становится существенно меньше, чем в объеме, поскольку напряжение на фаске приложено к большей длине d. Следует отметить, что максимальная напряженность поля на фаске находится не в месте выхода р-п-перехода на поверхность, а поверхности вглубь, ПО направлению слаболегированной области. Чем меньше угол фаски, тем сильнее выражено смещение и тем меньше максимальная напряженность поля. Напряженность в объеме всегда больше, чем на поверхности, так что пробой всегда происходит в объеме.

Например, в приборе с обратной фаской, снятой под углом 45^{0} , максимальная напряженность поля на поверхности составляет 45 % от максимального значения напряженности в объеме при лавинном пробое. При этом максимум поля смещается с места выхода p-n-перехода на поверхность примерно на 0.7 \mathbf{x}_{06} (\mathbf{x}_{06} - ширина обедненной области при пробое). Как показано на рис. 27, напряженность поля на поверхности, нормированная по идеальному одномерному значению, линейно падает с уменьшением угла фаски.

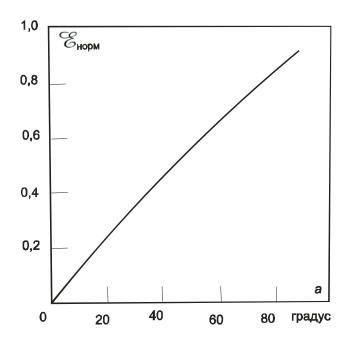


Рис. 27. Нормированная напряженность электрического поля на поверхности как функция угла **a** обратной фаски

3.6.2. Пробой *p-n*-перехода с прямой фаской

Машинное решение Пуассона уравнения двухмерном В представлении для диффузионного профиля [2], аппроксимированного функцией (26), позволяет экспоненциальной изобразить пространственного заряда, как показано на рис. 25. Минимальное расстояние между двумя границами этой области имеет место в объеме кремния вблизи поверхности прямой фаски. Таким образом, максимальная напряженность поля при такой фаске смещена от поверхности в глубь прибора. Точка, на которую приходится максимальная напряженность, всегда расположена в сильнолегированной части *p-n*-перехода под поверхностью (рис. 28).

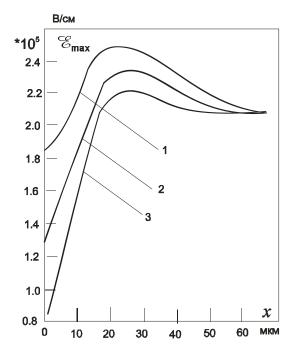


Рис. 28. Максимальная напряженность электрического поля как функция расстояния, отсчитанного от поверхности прямой фаски при $a=11,3^{\circ}$ (кривая 1), $a=5,7^{\circ}$ (кривая 2) и $a=2,85^{\circ}$ (кривая 3)

Диффузионный профиль концентрации примеси в исследованном приборе аппроксимировался экспонентой с пространственной константой λ = 10 мкм. Подложка имеет равномерное распределение донорной примеси с концентрацией $N_{D}=10^{14}$ см⁻³, при этом напряжение пробоя достигало значения 2 кВ. Как видно из рисунка, напряженность электрического поля в объеме выше, чем на поверхности. Далеко от поверхности напряженность становится постоянной и равной 2,08·10⁵ В/см. Как в объеме, так и на поверхности напряженность электрического поля прямой фаски. Абсолютная уменьшается, если уменьшать угол максимальная напряженность электрического поля в исследованном приборе имела место примерно на глубине 25 мкм под поверхностью и именно здесь происходил лавинный пробой.

На рис. 29 представлена зависимость напряжения пробоя (в относительных единицах) от эффективного угла фаски, который определяется из соотношения [2]

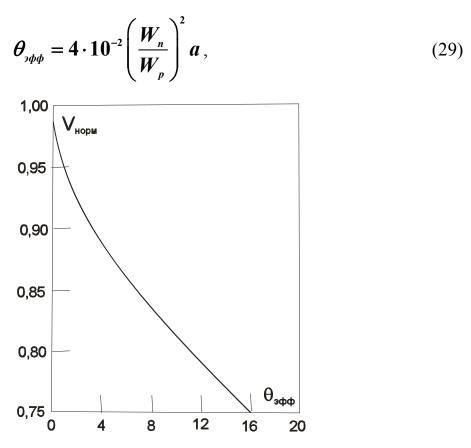


Рис. 29. Нормированное напряжение пробоя как функция эффективного угла прямой фаски

где a - истинный угол прямой фаски; а W_n и W_p - ширина областей пространственного заряда в одномерном приборе в слабо- и сильнолегированных слоях соответственно.

Преимущество концепции эффективных углов состоит в том, что множество данных, полученных для разных приборов, может быть сведено всего к одной кривой. Из рис. 30 видно, что напряженность электрического поля с увеличением угла фаски в объеме возрастает существенно медленнее, чем на поверхности.

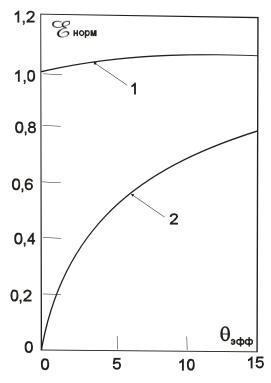


Рис. 30. Нормированные максимальные значения напряженности электрческого поля в объеме (кривая 1) и на поверхности (кривая 2) как функции эффективного угла прямой фаски при $N_{nos} = 0$ и $\varepsilon = 4$

Напряженность поля на поверхности быстро изменяется с ростом $\theta_{9\varphi\varphi}$ и достигает 80 % от значения напряженности поля в объеме при $\theta_{9\varphi\varphi} = 15^{\circ}[2]$.

3.6.3. Влияние диэлектрической постоянной и поверхностного заряда (прямая фаска)

Теоретические и экспериментальные исследования [2] показали, что для учета влияния как диэлектрической постоянной пассивирующего покрытия, так и присутствующего на поверхности заряда на напряженность электрического поля, а следовательно, и на напряжение пробоя, можно использовать один и тот же корректирующий фактор.

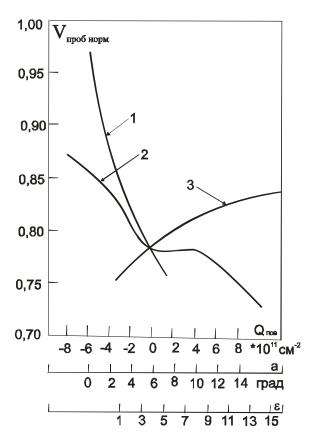


Рис. 31. Нормированное напряжение пробоя идеального p-n-перехода как функция угла фаски (кривая 1), поверхностного заряда (кривая 2) и диэлекрической постоянной (кривая 3) при $N_{noe}=10^{19}$ см⁻²

На рис. 31 представлены зависимости напряжения пробоя идеального диффузионного *p-n*-перехода (в относительных единицах) от нескольких параметров: от диэлектрической постоянной, от концентрации поверхностного заряда и для сравнения от угла прямой фаски.

Графики получены для прибора, в котором слаболегированная n-область имеет концентрацию доноров $N_D=3\cdot 10^{14} {\rm cm}^{-3}, N_{nos}=10^{19} {\rm cm}^{-2}$ и $x_j=50$ мкм. Кривые 2 и 3 построены для эффективного угла фаски, равного 13° , или истинного угла, равного 6° .

Рисунок 32 тоже иллюстрирует влияние поверхностного заряда: здесь показана зависимость максимальной напряженности поля в объеме под поверхностью прямой фаски от угла фаски при различных значениях отношения Q_{noe}/q (число фиксированных поверхностных

состояний). Типичные значения фиксированных зарядовых состояний на поверхности лежат в интервале между 10^{10} и 10^{12} см⁻².

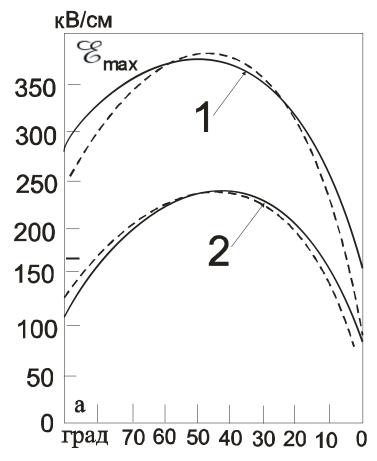


Рис. 32. Максимальная напряженность электрического поля как функция угла \mathbf{a} прямой фаски при $\mathbf{Q}_{noo}/\mathbf{q}=10^{12}$ см $^{-2}$ (кривые 1) и $\mathbf{Q}_{noo}/\mathbf{q}=0$ (кривые 2); штриховые линии — максимальная тангенциальная составляющая напряженности поля, сплошные — максимальная напряженность поля под поверхностью

В исследованном диффузионном p^+ -n-диоде концентрация доноров в подложке $N_{noo}=6\cdot 10^{13}$ см⁻³, а поверхностная концентрация акцепторов в p^+ -области $N_{noo}=3\cdot 10^{19}$ см⁻². Примесный профиль концентрации аппроксимировался функцией дополнения интеграла ошибок. Наличие положительного заряда на поверхности кремния приводит к возрастанию концентрации электронов в n-области. В p-области Q_{noo} уменьшает концентрацию дырок. В результате обедненная область с n-стороны сужается, а с p-стороны расширяется. При $Q_{noo}/q=10^{12}$ см⁻² тангенциальная составляющая напряженности поля на

поверхности почти удваивается для углов между 30 и 60° (по сравнению с $Q_{no\theta}/q = 0$) из-за наличия этого положительного заряда на поверхности. Из рисунка также видно, что влияние положительного поверхностного заряда сравнительно меньше для малых углов прямой фаски. В этом случае максимальная напряженность поля не так сильно зависит от наличия заряда. При углах фаски меньше 6° граница обедненной области на поверхности слаболегированной *п*-области практически совпадает с металлургической границей *р-п*-перехода, обогащается поверхность сильно В присутствии фиксированного положительного заряда, значение которого $Q_{noe}/q = 10^{12}$ см⁻². На p-стороне области граница этой отодвигается, пока не достигнет сильнолегированных слоев (напомним, что в этом случае поверхность ртипа обедняется). Дальнейшее увеличение положительного заряда (при столь малых углах фаски) больше не влияет на поверхностную напряженность поля, поскольку границы обедненной области поверхности становятся фиксированными сразу.

Что касается отрицательного заряда, то он на поверхности кремния возникает не столь часто. Он может возникать, например, при покрытии фаски некоторыми типами пассивирующих стекол. Установлено, что максимальная напряженность электрических полей в объеме и на поверхности, как правило, уменьшается при наличии на поверхности отрицательного заряда. Отметим, что если отрицательный заряд достаточно большой, то в *п*-подложке может возникнуть инверсия типа проводимости с образованием канала р-типа, в результате чего токи утечки возрастают, а напряжение пробоя уменьшается. Поэтому чрезвычайно контролировать величину важно очень ТОЧНО отрицательного заряда.

3.7. Метод частичного вытравливания *p-n*-перехода

Достичь высоких значений напряжения лавинного пробоя можно как в плоскостном, так и в планарном p-n-переходах путем химического вытравливания части p-n-перехода, расположенной в сильнолегированном p-слое за металлическим контактом (рис. 33, a и δ). Такая методика оказывается чрезвычайно выгодной как для улучшения электрических параметров приборов, так и с экономической точки зрения. Поэтому она является одним из основных процессов в технологии производства приборов с плоскостными и планарными p-n-переходами.

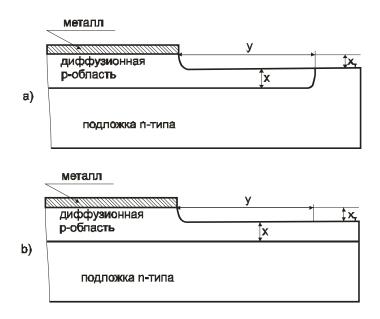


Рис. 33. Планарный p-n-переход (a) и p-n-мезаструктура (б) с частично вытравленными сильнолегированными p-областями

Техника частичного вытравливания, как и изготовление прямой фаски с малыми углами, преследует цель расширения обедненной области в сильнолегированной части p-n-перехода [6].

На рис. 34, а и б сравниваются распределение зарядов в p-n-переходах с частичным вытравливанием и с прямой фаской. Область n-

типа в них имеет концентрацию доноров примерно $5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, а область p-типа - поверхностную концентрацию порядка 10^{16} см⁻³.

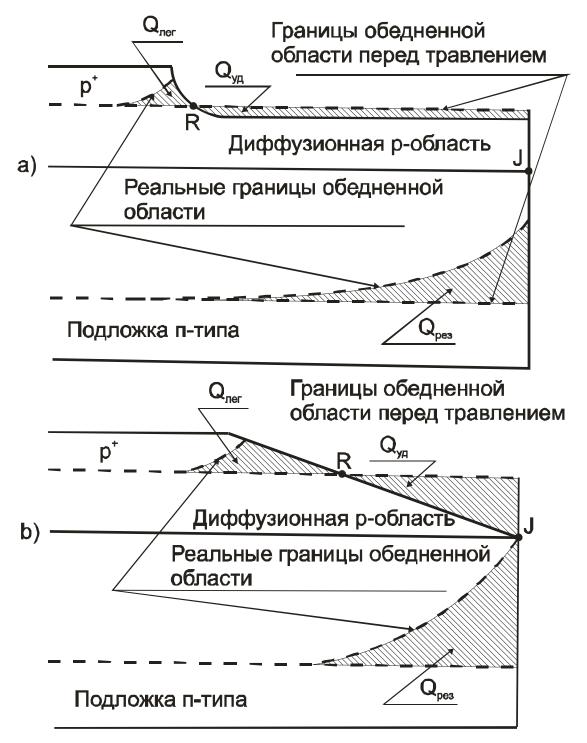


Рис. 34. Распределение зарядов при частичном вытравливании (a) и прямой фаске (б)

На рисунке электрические заряды, которые вытравлены или удалены вместе с кремнием при изготовлении фаски, обозначены $Q_{v\phi}$ отрицательный заряд ионизированных акцепторов В более сильнолегированном p-слое, в котором расположен p-n-переход, обозначен $Q_{\text{лег}}$. Вытравленная область захватывает часть p-слоя, лежащую выше той границы обедненной области, которую имел бы p-nпереход, если бы не производилось вытравливание. Эффективный отрицательный заряд в слаболегированной n-области обозначен Q_{pes} . Он заряд обедненной области, образовавшейся после не входит вытравливания. Заметим, что вытравливание производится для того, чтобы перераспределить заряды и создать условия для улучшения условий пробоя. Согласно условию зарядовой нейтральности

$$\mathbf{Q}_{y\delta} = \mathbf{Q}_{nez} + \mathbf{Q}_{pes}. \tag{30}$$

Точкой J (рис. 34, б) обозначено место, где в одномерном приближении напряженность поля максимальна. Чем ближе заряд $Q_{\rm лег}$ находится к *p-n*-переходу, тем сильнее его влияние на значение максимальной напряженности поля в объеме. Чтобы ее понизить, желательно уменьшить $Q_{\rm ner}$ и распределить его возможно дальше от p-nперехода. Очевидно, что напряженность поля в точке R также необходимо минимизировать. Предполагается, что часть заряда Q_{vo} в пределах расстояния D, отсчитанного от точки R, эквивалентна заряду $oldsymbol{Q}_{ ext{ner}}$, а остальная часть (расположенная правее) — эквивалентна $oldsymbol{Q}_{ ext{pes.}}$ Пусть W_c - ширина части слоя объемного заряда, расположенная в W_n - часть, расположенная сильнолегированной области, а слаболегированной подложке, в плоской части *p-n*-перехода. Тогда эффективное расстояние взаимодействия зарядов D можно приближенно выразить как $(W_c + W_n)/2$.

3.7.1. Сравнение методов частичного вытравливания и изготовления прямой фаски

На рис. 33 глубина травления краевого контура показана величиной x_{T} , протяженность внутренней части равна y. Если толщина оставшейся части сильнолегированного слоя x точно равна ширине области W_c объемного заряда в этом слое, то вытравленная часть никакого влияния на значение напряженности поля не оказывает. Толщину слоя xнеобходимо уменьшить на величину, несколько меньшую W_c , чтобы избежать лавинного пробоя у металлургической границы *p-n*-перехода. В то же время величина бокового вытравливания, т. е. расстояние y, должна быть также точно выбрана. Эксперименты и точные машинные расчеты показали, что наилучшие результаты получаются в том случае, когда $y=2D\sim W_n$. Для резкого p-n-перехода, ограниченного прямой фаской, уменьшение угла прямой фаски приводит к увеличению заряда Q_{vo} , удаленного из обедненной области, при этом увеличивается заряд Q_{pes} и уменьшается заряд Q_{nez} Соответственно максимальные значения напряженности поля на поверхности в объеме вблизи области локализации заряда Q_{nez} уменьшаются. Однако при механическом способе изготовления самой фаски заряд Q_{vo} становится настолько малым (по сравнению с частичным химическим травлением), что напряженность поля в точке J практически равна нулю. Чтобы заряд Q_{nex} был малым, необходимо снимать фаски под очень малыми углами. При этом рабочая площадь настолько уменьшается, что изготовление таких приборов становится экономически невыгодным. С другой стороны, техника вытравливания позволяет контролировать как глубину x, так и расстояние у частично вытравленного сильнолегированного слоя. Более того, она позволяет найти оптимальное значение отношения Q_{ne2} / Q_{pe3} . При правильном выборе величины этих зарядов пробой в объеме будет происходить вблизи точки R, тогда как на поверхности прибор пробивается вблизи p-n-перехода (точка J). На рис. 35 представлены зависимости напряжения пробоя V_{npo6} плоскостного и планарного p-n-переходов от глубины травления x_T . Диоды в обоих случаях имели одинаковые профили легирования. Подложка имеет $N_D = 3$ - $5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, а диффузионная p-область - $N_{no6} = 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ при глубине 20 мкм. Максимальные напряжения в объеме (сплошные линии) в обоих структурах различаются лишь на 200 В. Напряжения лавинного пробоя на поверхности приблизительно представлены штриховыми линиями, из которых следует, что максимальная напряженность поля на поверхности выше максимальной напряженности в объеме более чем на 80 %.

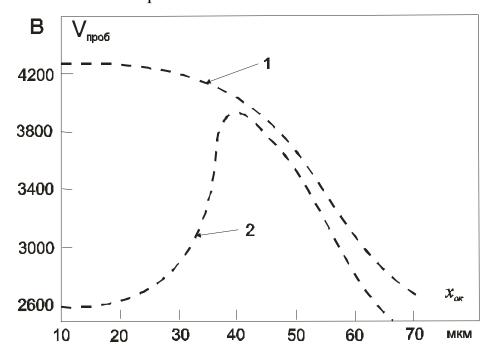


Рис. 35. Зависимость напряжения лавинного пробоя от глубины вытравливания \mathbf{x}_T для p-n-меза-структуры (кривая 1) и для планарного p-n-перехода (кривая 2)

На рис. 36 показаны зависимости максимальной напряженности поля на поверхности от глубины травления x_T для плоскостного и планарного диффузионных p-n-переходов [2].

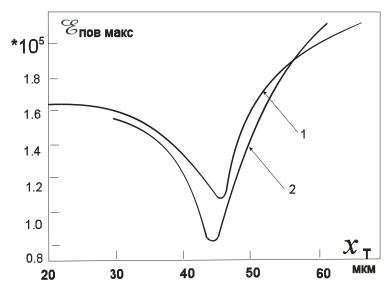


Рис. 36. Зависимость максимальной напряженности поля на поверхности от глубины травления для p-n-мезаструктуры (кривая 1) и для планарного p-n-перехода (кривая 2)

Максимальные значения напряженности поля как в объеме, так и на поверхности наблюдались вблизи p-n-перехода (точка J на рис. 34, а), поскольку заряд Q_{pes} был мал. Как только достигается оптимальная глубина травления, максимальные значения напряженности поля в объеме и на поверхности перемещаются ближе к точке R вблизи заряда Q_{nex} (рис. 34, a). Глубина травления, необходимая для получения напряженности минимальной поля на поверхности, несколько отличается глубины, необходимой ДЛЯ получения такой напряженности в объеме. Экспериментальные результаты, полученные на плоскостных р-п-переходах, показали, что эта методика в применении к прямым фаскам является экономически и технически выгодной. Для пленарных *p-n*-переходов результаты исследования пробоя примерно такие же, как и для плоскостных. Первое впечатление при изучении методики частичного вытравливания таково, что она чрезмерно сложна для практического применения из-за необходимости прецизионного контроля глубины травления. Однако практика показывает, что при

более глубокого р-слоя большей изготовлении c степенью легирования можно получать неплохие результаты при точности контроля глубины ±20 %. Транзистор, изготовленный по технологии с применением методики вытравливания пробивается при напряжении коллектор - эмиттер примерно 2000 В. Глубина р-п-перехода составляет 10^{16} cm^{-3} , *n*-база 60 поверхностная концентрация концентрацию около 10^{14} см⁻³.

3.7.2. Сравнение методики травления края подложки и изготовления обратной фаски

Рассмотренная выше методика частичного вытравливания обедненной области характеризуется тем, что кремний удаляется со стороны сильнолегированного слоя, а это аналогично изготовлению прямой фаски, с тем коренным отличием, что используемая площадь в приборах оказывается существенно большей и сам метод не требует механической обработки прибора. Основная трудность осуществления методики вытравливания заключается в необходимости прецизионного контроля глубины травления. На практике в настоящее время используется иной метод, известный как метод травления подложки. Им пользуются для частичного удаления кремния со стороны слаболегированной области *p-n*-перехода по аналогии методом обратной фаски. Подобно изготовления методике частичного вытравливания обедненной области (что аналогично изготовлению прямой фаски) упомянутый выше метод не требует механической обработки структур, а полезно используемая площадь в приборе при этом почти та же, что и при изготовлении обратной фаски. Другим достоинством методики травления края подложки является то, что она применима в равной степени как к плоскостным, так и к планарным p-n-переходам.

В отличие от упомянутой ранее методики вытравливания глубокой канавки (см. рис. 23), которая использовалась в течение длительного времени для изготовления мезаструктур высоковольтных p-n-переходов (напомним, что вытравливание там велось co стороны сильнолегированного слоя структуры), в методике травления края подложки сам процесс травления ведется с противоположной стороны (рис. 37), что приводит к очень заметному (до 50 %) снижению напряженности поля на поверхности, в то время как глубокое травление канавки не дает почти никакого снижения напряженности поверхности. На рис. 37 схематически показан разрез прибора с вытравленной подложкой.

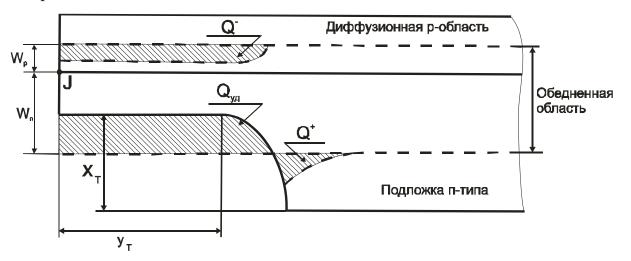


Рис. 37. Распределение зарядов для p-n-мезаструктуры при частичном вытравливании подложки (W_p и W_n - ширина обедненной области в плоской части p-n-nepexoda в p- и n-слоях

Здесь x_T - глубина травления, y_T - протяженность вытравленной части. Поскольку часть n^- -подложки удаляется при травлении, то часть заряда обедненной области оказывается также потерянной. Этот заряд на рисунке обозначен $Q_{y\partial}$. Символом Q^- обозначается результирующее уменьшение заряда обедненной области со стороны p-n-перехода,

расположенного в сильнолегированном слое, а Q^+ - добавочный положительный заряд, возникающий в слаболегированной подложке вне границ обедненной области. Согласно первоначальных зарядовой нейтральности $Q_{vo} = Q^+ + Q^-$, аналогично ситуации, описанной для прямой фаски, чем больше Q^- по абсолютному значению, тем меньше становится напряженность электрического поля в окрестности точки \boldsymbol{J} (рис. 37). Влияние вновь появившегося положительного заряда Q^+ на слаболегированной стороне на значение максимальной напряженности электрического поля в объеме весьма незначительно, в отличие от ситуации при изготовлении прямой фаски. При изготовлении обратной фаски заряд Q^+ несколько оттягивает границу обедненной области от металлургической границы p-n-перехода, вследствие чего изменение глубины травления x_T становится не столь важным. Напряженность поля поверхности заметно уменьшается, если протяженность вытравленного участка y_T достаточно велика, т. е. если заряд $Q^$ большим, чтобы становится настолько существенно уменьшить максимальную напряженность поля. Большая часть заряда Q_{vo} перед травлением расположена вблизи p-n-перехода; удаление этого заряда радикально уменьшает напряженность поля В объеме y металлургической границы *p-n*-перехода.

Аналогичную методику вытравливания можно применить и для плоскостных структур с диффузионной p-областью (рис. 38). Как и в плоском p-n-переходе, заряд \mathbf{Q}^- уменьшает максимальную напряженность поля на поверхности и в объеме в периферийной части p-n-перехода.

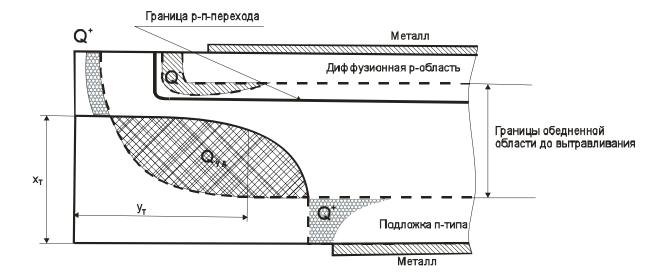


Рис. 38. Распределение зарядов для планарного p-n-перехода при частичном вытравливании подложки

Появляющийся же в результате вытравливания подложки заряд Q^+ , как и в мезаструктурах, оказывает незначительное влияние на напряженность поля в объеме, поскольку он расположен далеко от p-n-перехода. Если расстояние y_T от края p-n-перехода до границы вытравленной поверхности достаточно велико, т. е. равно нескольким толщинам обедненной области, то напряженность поля у границы вытравленной поверхности можно уменьшить до нуля и получить величину напряжения пробоя p-n-перехода, близкую к идеальной.

Расчеты и эксперименты показали, что достаточно выбрать протяженность y_T равной половине ширины обедненной области, расположенной п-слое, чтобы значение напряжения пробоя приблизилось к идеальному. Что касается глубины травления x_T , то, как сказано выше, ее величина не является строго ограниченной, но обычно % 50 75 ширины обедненной области, вытравливают ДО расположенной со стороны слаболегированного слоя.

Библиографический список:

- 1. Г.Е. Пикус, Основы теории полупроводниковых приборов, М., изд. Наука, 1965.
- 2. А. Блихер. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов. Л.: Энергоатомиздат, 1986
- 3. В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. Полупроводниковые приборы. М., Лань, 2006.
- 4. Р. Маллер, Т. Кейминс. Элементы интегральных схем. М.: Мир, 1989.
- 5. Н.М. Тугов, Б.А. Глебов, Н.А. Чарыков. Полупроводниковые приборы. М.: Энергоатомиздат, 1990.
- 6. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984
- А.П. Лысенко. Физические процессы в *p-n*-переходе. МИЭМ. М., 2009.

Приложение Таблица 1

Свойства полупроводников

Своиства полупров	Si	Ge	GaAs
Параметр	31	Ge	GaAs
Кристаллическая структура типа	алмаза	алмаза	цинковой
			обманки
Атомный номер	14	32	31/33
Постоянная решетки (нм)	0,54307	0,56575	0,54505
Плотность (r/cm^3)	2,328	5,323	5,316
Ширина запрещенной зоны (эВ)			
При 300 К	1,124	0,67	1,42
При 0 К	1,17	0,744	1,52
Температурная зависимость ширины запрещенной зоны (10 ⁻⁴ эВ/град)	-2,7	-3,7	-5,0
Относительная диэлектрическая	11,7	16,0	13,1
проницаемость		,	
Показатель преломления	3,44	3,97	3,3
Температура плавления (^{0}C)	1412	937	1237
Удельная теплоемкость (Дж/г К)	0,70	0,32	0,35
Теплопроводность (Вт/см К)	1,412	0,606	0,455
Коэффициент линейного теплового	2,5·10 ⁻⁶	5,7·10 ⁻⁶	5,9.10-6
расширения (К ⁻¹)			
Концентрация собственных носителей при 300К (см ⁻³)	$1,45 \cdot 10^{10}$	$2,4\cdot10^{13}$	9.10^{6}
Решеточная подвижность при 300К (см ² /В с)			
Электронов	1417	3900	8800
Дырок	471	1900	400
Эффективная плотность состояний при 300К			
(cm^{-3})			
В зоне проводимости	$2,8\cdot10^{19}$	$1,04\cdot10^{19}$	$4,7\cdot10^{17}$
В валентной зоне	1,04·10 ¹⁹	$6,04\cdot10^{18}$	$7,0.10^{18}$
Электрическое поле при пробое (В/см)	3·10 ⁵	8·10 ⁴	3,5·10 ⁵
Эффективная масса проводимости (m*/m ₀)			
Электронов	0,26	0,12	0,072
Дырок	0,38	0,3	0,5
Эффективная масса плотности состояний в			
зоне проводимости (m^*/m_0)	1,06	0,55	0,072
Сродство к электрону (эВ)	4,05	4,00	4,07
		•	

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Таблица 2

Скорость света в вакууме	$c=2,998\cdot10^{10}\mathrm{cm}\cdot\mathrm{c}^{-1}$
Число Авогадро	$\mathbf{A} = 6,025 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Постоянная Больцмана	k =1.38·10 ²³ Дж/К = =8,617 10 ⁻⁵ эВ/К
Масса электрона	$m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ K2}$
Заряд электрона	$q = 1,6 \cdot 10^{-19} $ Кл
Постоянная Планка	$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{Дж} \cdot \text{c} =$ $= 4,135 \cdot 10^{-15} \text{эВ} \cdot \text{c}$
Редуцированная постоянная Планка	$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05458 \cdot 10^{-34} \text{Дж} \cdot \text{с}$
Магнитная проницаемость вакуума	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \Gamma/M$
Электрическая постоянная	$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-14} \Phi/c_{\rm M}$
Универсальная газовая постоянная	R =8.314 Дж/(К·моль)