

Твердотельная электроника

УДК 621.382

А.В. Борисов, канд. техн. наук, В.А. Гусев, д-р техн. наук, М.К. Родионов, канд физ.-мат. наук

Распределение электрического поля и напряжения в структуре высоковольтных полупроводниковых приборов с объемным делительным слоем

Проведен анализ, в результате которого установлено распределение электрического поля и напряжения в р-п переходе с объемным делительным слоем. Установлена зависимость между напряжением и параметрами структуры с объемным делительным слоем. Представлены результаты экспериментальных исследований биполярных транзисторов со встроенным объемным делительным слоем.

The analysis of the electric field distribution and the voltage in the p-n junction with a volumetric dividing layer is conducted. The dependency between the voltage and the volumetric dividing layer structure parameters is derived. Experimental results for the bipolar transistors with a built-in volumetric dividing layer are presented.

Введение

Современная энергетическая электроника предъявляет жесткие требования к электронным ключам по обеспечению быстродействия, высокого уровня рабочих напряжений и токов и малых энергетических потерь. В качестве быстродействующих полупроводниковых ключей широкое распространение получили импульсные диоды, мощные биполярные транзисторы, МДП-транзисторы, транзисторы и тиристоры со статической индукцией (SIT) и биполярные транзисторы с изолированным затвором (IGBT).

Снятие противоречий между требованием обеспечения малого падения напряжения (малого сопротивления) на открытом ключе и высокого пробивного напряжения в комплексных приборах достигается за счет интеграции в них положительных свойств отдельных элементов. Так, IGBT представляет собой симбиоз быстродействующего МДП-транзистора и биполярного транзистора с малым коэффициентом передачи по току, обеспечивающим модуляцию проводимости высокоомного тела стока, что позволяет в 2 - 3 раза снизить статические потери и расширить область безопасной работы (ОБР). Аналогичным образом достигается снижение статических потерь в SIT-тиристорах посредством мо-

дуляции проводимости канала током инжекции прямосмещенного анодного р-п перехода.

Другое направление заключается в использовании более сложных конструкций структур высоковольтных импульсных диодов, содержащих гетерогенную по рекомбинационным свойствам базу [1], полевых транзисторов многоэлементного типа, в которых область стока, блокирующая высокое напряжение, формируется в виде продольной многослойной структуры с чередующимися областями р- и n-типа проводимости COOLMOS [2], а также структуры с объемными локальными областями противоположного типа проводимости в теле высокоомного стока [3]. Повышение предельного рабочего напряжения биполярных транзисторов с помощью объемных делительных слоев (ОДС) в теле высоковольтного коллектора (рис. 1) было предложено в работе [4]. При обратном смещении коллектора происходит перераспределение внешнего напряжения между коллекторным р-п переходом и переходом ОДС – n-область коллектора, аналогично перераспределению напряжения в планарных р-п переходах с делительными кольцами.

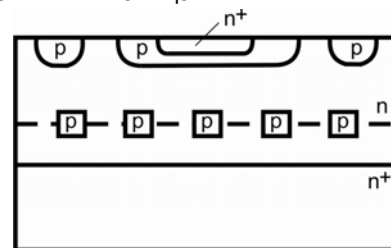


Рис. 1. Структура высоковольтного транзистора с объемным делительным слоем

Несмотря на использование ОДС в структурах высоковольтных диодов, биполярных и полевых транзисторов вопросы моделирования распределения электрического поля и потенциала не нашли должного освещения в научной литературе.

Целью данной работы было получение аналитических выражений распределения электрического поля и напряжения в р-п переходе с ОДС, установление зависимостей между полем, напряжением и физическими параметрами ОДС, а также экспериментальное исследование высоковольтных биполярных транзисторов с ОДС.

Распределение электрического поля и напряжения в диодной структуре с ОДС

Объемный делительный слой представляет собой тонкую сетку с регулярной структурой, которая встроена в высокоомную область базы р-п перехода. Элемент этой сетки выполнен в виде тонкого плоского слоя прямоугольной или круговой конфигурации с противоположным базе типом проводимости: для базы n-типа используется р⁺-сетка, а для базы р-типа – n⁺-сетка.

Размер элементов сетки делительного слоя должен быть соизмерим с размером шага сетки h , чтобы существенно не уменьшать эффективную площадь сечения n-базы при прямом смещении перехода. Шаг сетки (расстояние между элементами сетки) определяется уровнем легирования высокоомной базы и составляет десятки микрометров, что соизмеримо с шириной области пространственного заряда (ОПЗ) при рабочем обратном напряжении. Оценочно глубина залегания сетки W определяется полушириной ОПЗ при максимальном обратном напряжении (рис. 2).

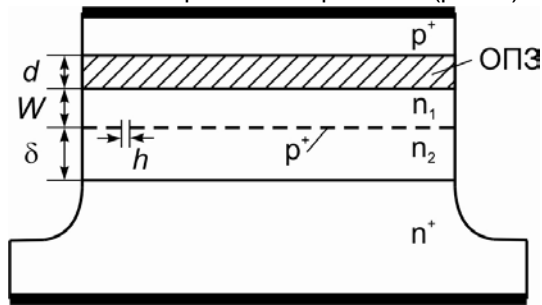


Рис. 2. Диодная структура с объемным делительным слоем

Влияние ОДС аналогично влиянию поверхностных делительных колец планарного р-п перехода [5]. При увеличении напряжения на коллекторе вследствие расширения областей пространственного заряда происходит смыкание основного (металлургического) р-п перехода с ОДС и перераспределение напряжения между ними.

Напряжение смыкания ($U_{см}$) в предположении односторонности переходов будет равно:

$$U_{см} = \frac{qN_{DB}W^2}{2\epsilon_S},$$

где q – заряд электрона, N_{DB} – концентрация доноров в базе, W – глубина залегания ОДС, ϵ_S – абсолютная диэлектрическая проницаемость материала.

В результате такого перераспределения максимальная напряженность поля будет ниже, чем в традиционной структуре и условие пробоя (достижение критического значения напряженности поля) достигается при большей величине обратного напряжения, как это происходит в

структуре планарного р-п перехода с делительными кольцами [5].

Технологически сетка выполняется в процессе двухступенчатого эпитаксиального наращивания n-слоя на n⁺-подложку аналогично встраиванию заглубленного слоя биполярных ИС. Элементы сетки формируются либо локальной диффузией примеси, либо ионной имплантацией в нижний эпитаксиальный слой n₂. Затем наращивается верхний эпитаксиальный слой n₁ и формируется р-п переход.

В общем случае для нахождения распределения потенциала в структуре р-п перехода с ОДС необходимо проводить двумерное интегрирование численными методами. Результаты численного интегрирования для элемента сетки (рис. 3, а), представленные в работе [3] показали, что максимальное значение напряженности поля оказывается вдоль оси x при $y=0$ (пунктир, рис. 3 а), проходящей через центр р⁺-области элемента сетки.

Поэтому для оценки влияния местоположения сетки в слое базы n₁ (W) на предельное напряжение пробоя в структуре с ОДС рассмотрим одномерное приближение решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_S}$$

для модельной структуры с бесконечно тонкими сильнолегированными р⁺-элементами (рис. 3). В случае, когда $p^+ \gg n$, переход сосредоточен в области n, а плотность заряда равна: $\rho(x) = qN_{D1}$.

Если напряжение на структуре U , меньше $U_{см}$, решение уравнения Пуассона (рис. 3, б, в) с граничными условиями $E(d) = 0$; $U(0) = 0$ имеет вид:

$$E(x) = -\frac{qN_{D1}}{\epsilon_S}(d-x);$$

$$U(x) = \frac{qN_{D1}}{2\epsilon_S}d^2 \left[1 - \left(1 - \frac{x}{d} \right)^2 \right].$$

где N_{D1} – концентрация донорной примеси в слое базы n₁; ϵ_S – абсолютная диэлектрическая проницаемость кремния; $\rho(x)$ – объемная плотность заряда; $d = \sqrt{\frac{2\epsilon_S U}{qN_D}}$ – толщина области

пространственного заряда основного р-п перехода.

При смыкании основного р-п перехода с ОДС $d = W$ и максимальные значения напряженности поля и напряжения соответственно будут равны:

$$|E_{см}| = \frac{qN_{D1}}{\epsilon_S}W, U_{см} = \frac{qN_{D1}}{2\epsilon_S}W^2. \quad (1)$$

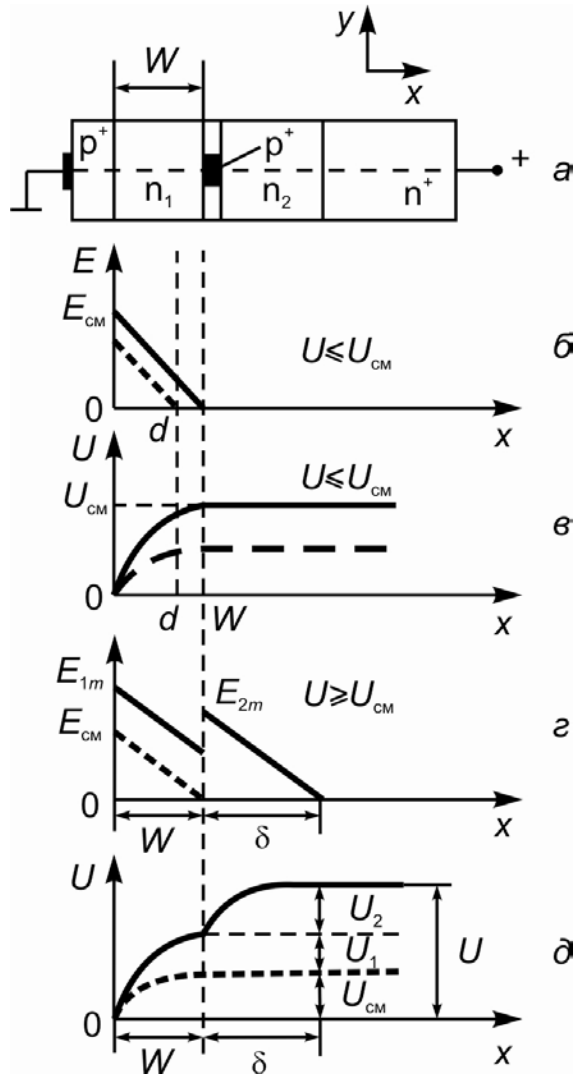


Рис. 3. Распределение напряженности поля и потенциала в модельной структуре с объемным дельта-слоем

Дальнейшее приращение напряжения в структуре с ОДС приведет к перераспределению потенциала между основным переходом и переходом p⁺-n₂ (ОДС – n₂-база).

$$U - U_{CM} = U_1 + U_2, \quad (2)$$

где U₁ – приращение напряжения на основном p-n переходе; U₂ – приращение напряжения на переходе ОДС – база n₂.

Обедненный слой базы n₁ толщиной W в этом случае представляет собой аналог диэлектрика условного конденсатора со встроенным зарядом ионов Q₁ = qN_{D1}W, а сама структура – МДП элемента прибора с зарядовой связью. Уравнения Пуассона для областей x ≤ W и W < x ≤ δ + W имеют вид:

$$\frac{d^2 U_1}{dx^2} = 0; \quad \frac{d^2 U_2}{dx^2} = -\frac{qN_{D2}}{\epsilon_S}, \quad (3)$$

где N_{D2} – концентрация донорной примеси в слое базы n₂.

Решение этих уравнений дают следующие результаты (рис. 3, в, д):

для области n₁:

$$-E_1(x) = E_{CM} \left(1 - \frac{x}{W}\right) + \frac{U_1}{W}; \quad E_{1m} = E_{CM} + \frac{U_1}{W};$$

$$U_{1m} = \frac{qN_{D2}W\delta}{\epsilon_S}.$$

для области n₂:

$$-E_2(x) = E_{2m} \left(1 - \frac{x-W}{\delta}\right); \quad E_{2m} = \frac{qN_{D2}}{\epsilon_S} \delta;$$

$$U_2(x) = U_{2m} \left[1 - \left(1 - \frac{x-W}{\delta}\right)^2\right]; \quad U_{2m} = \frac{qN_{D2}}{2\epsilon_S} \delta^2. \quad (4)$$

Приращение напряжения U₁ соответствует приращению заряда ΔQ₁ на обкладках конденсатора, а падение напряжения U₂ на слое базы n₂ – заряду Q₂. Так как приращение заряда ΔQ₁ происходит за счет заряда Q₂ базы n₂, то ΔQ₁ = Q₂ = qN_{D2}δ. Следовательно,

$$U_1 = \frac{\Delta Q_1}{C_1} = \frac{qN_{D2}W\delta}{\epsilon_S}, \quad \text{а } U_2 = \frac{Q_2}{C_2}.$$

Обедненные подвижными носителями слою базы n₁ и n₂ можно представить как аналог диэлектрика условных конденсаторов со встроенным зарядом ионов доноров Q₁ и Q₂. Заряд Q₁ = qN_{D1}W, а заряд Q₂ = qN_{D2}δ.

Подставив значения U₁ и U₂ в формулу (2), получим

$$U - U_{CM} = \frac{qN_{D2}W\delta}{\epsilon_S} + \frac{qN_{D2}\delta^2}{2\epsilon_S} = \frac{Q_2}{C_1} + \frac{Q_2}{2C_2} = Q_2 \left[\frac{1}{C_1} + \frac{1}{2C_2} \right], \quad (5)$$

где C₁ – удельная емкость слоя базы n₁, C₂ – удельная емкость слоя базы n₂.

Как следует из формулы (5), решение уравнения Пуассона в одномерном приближении для p-n перехода с ОДС может быть описано в виде эквивалентной схемы, содержащей две последовательно включенные емкости, одна из которых постоянна (C₁), а вторая (C₂) уменьшается с ростом U₂, т.к.

$$\left(\delta \sim U_2^{\frac{1}{2}} \right).$$

В структуре прибора при переходе от полных емкостей к удельным необходимо учитывать двумерную топологию ОДС. При последовательном соединении емкостей выполняется равенство

$$U_1 \cdot S_j \frac{\epsilon_S}{W} = U_2 S_p \frac{2\epsilon_S}{\delta(U_2)}, \quad (6)$$

где S_j – площадь основного р-п перехода, S_p – площадь р-элементов ОДС.

Из уравнения (6) следует:

$$U_1 C_1 = \alpha U_2 C_2, \quad (7)$$

где $\alpha = \frac{2S_p}{S_j}$ – коэффициент формы ОДС.

Анализ уравнения (7) показывает, что с уменьшением коэффициента формы ОДС увеличивается влияние делительного слоя (большая часть внешнего напряжения падает на ОДС).

В реальной структуре с ОДС толщина р⁺-элемента имеет конечное значение. Поэтому может быть нарушена эквипотенциальность р⁺-сетки и необходимо учитывать падение напряжения по x координате в р⁺-слое. Однако, если уровень легирования р⁺-области будет существенно выше уровня легирования базы N_{D2} , то этой погрешностью можно пренебречь, как это принято при расчетах несимметричных р-п переходов [5].

Напряжение пробоя р-п перехода с объемным делительным слоем

Для выяснения влияния местоположения ОДС (W) в структуре р-п перехода рассмотрим модель, в которой для упрощения $N_{D1} = N_{D2}$ и $S_p = 0,5S_j$ ($\alpha = 1$). В этом случае р-п переход с ОДС можно представить в виде двух последовательно включенных емкостей C_1 и C_2 (7).

Из равенства зарядов (7) можно определить приращение напряжения U_1 к напряжению смыкания $U_{см}$ и падение напряжения U_2 между ОДС и слоем базы n_2 (рис. 3).

$$U_1 = \frac{C_2}{C_1 + C_2} V; \quad U_2 = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V; \quad V = U - U_{см}.$$

Подставив в эти уравнения значение удельных емкостей, получим

$$U_1 = \left[\frac{\delta(U_2)}{W} + 1 \right]^{-1} V; \quad U_2 = \left[\frac{W}{\delta(U_2)} + 1 \right]^{-1} V.$$

Используя значение напряжения смыкания (1), преобразуем эти выражения к виду:

$$U_1 = \frac{U_{см}}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4V}{U_{см}}} - 1 \right]; \quad (8)$$

$$U_2 = \frac{U_{см}}{4} \left[\sqrt{1 + \frac{4V}{U_{см}}} - 1 \right]^2.$$

Полное напряжение на р-п переходе с ОДС равно:

$$U = U_{см} + U_1 + U_2. \quad (9)$$

Максимальное напряжение (9) определяется лавинным пробоем основного перехода ($x = 0$) либо перехода ОДС – п-база ($x = W$). Если ОДС находится ближе к основному р-п переходу, чем полуширина ОПЗ δ при напряжении лавинного пробоя ($W < 0,5\delta_0$), то критическая напряженность поля, при которой начинается ударная ионизация, достигается в плоскости перехода ОДС – п-база.

Приравняв U_2 (уравнение 8) к напряжению лавинного пробоя U_{B0} , получим зависимость максимального напряжения на структуре от местоположения ОДС:

$$U_{max} = U_{B0} \left(1 + \frac{W}{\delta_0} + \frac{W^2}{\delta_0^2} \right). \quad (10)$$

Если глубина залегания ОДС превышает половину ширины ОПЗ ($W > 0,5\delta_0$), то пробой происходит на основном р-п переходе, и максимальное напряжение на структуре будет равно:

$$U_{max} = U_{B0} \left(\frac{3W^2}{\delta_0^2} - \frac{6W}{\delta_0} + 4 \right) \quad (11)$$

Из выражений (10) и (11) следует, что при $\frac{W}{\delta_0} = 0,5$ для ОДС с коэффициентом формы $\alpha = 1$, из обоих выражений получаем максимальное значение напряжения, равное $1,75 U_{B0}$.

Таким образом, структура р-п перехода с ОДС позволяет повысить напряжение пробоя более, чем в полтора раза по сравнению с напряжением пробоя одиночного р-п перехода. При увеличении числа ОДС в базе конфигурация поля в ней будет аналогична постоянному полю в i -области р-п структуры. Поэтому возможно увеличение максимального обратного напряжения за счет увеличения толщины базы при сохранении малого прямого падения напряжения.

Экспериментальные исследования

Экспериментальные исследования двух партий мощных п⁺-р-п-п⁺ транзисторов на базе кристаллов КТ841 традиционного типа и со встроенным ОДС показали, что предельное напряжение ключа в схеме с общим эмиттером увеличилось более чем в 1,5 раза (рис. 4).

Введение в структуру транзистора ОДС приводит к устранению на вольтамперной характеристике участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением, что способствует повышению однородности токораспределения и выделяемой мощности по площади кристалла.

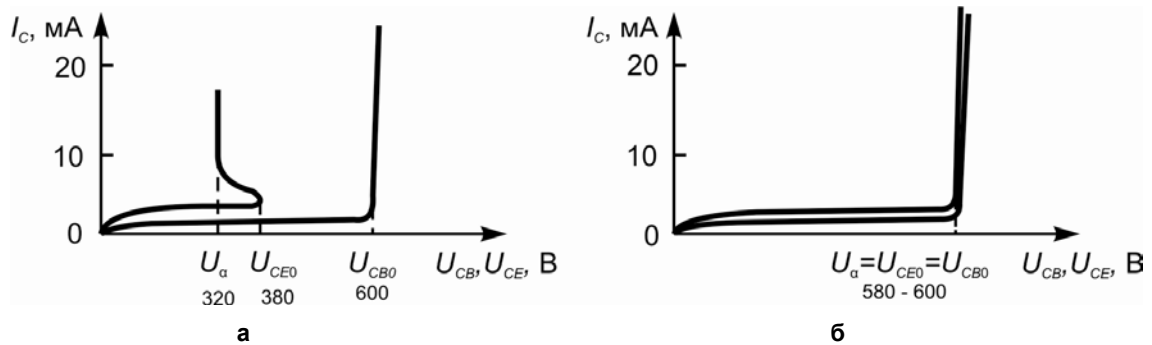


Рис. 4. Вольтамперные характеристики коллектора традиционной структуры (а) и с объемным делительным слоем (б). U_{CE0} , U_{CB0} – напряжение пробоя коллекторного р-п перехода при отключенной базе и отключенном эмиттере соответственно

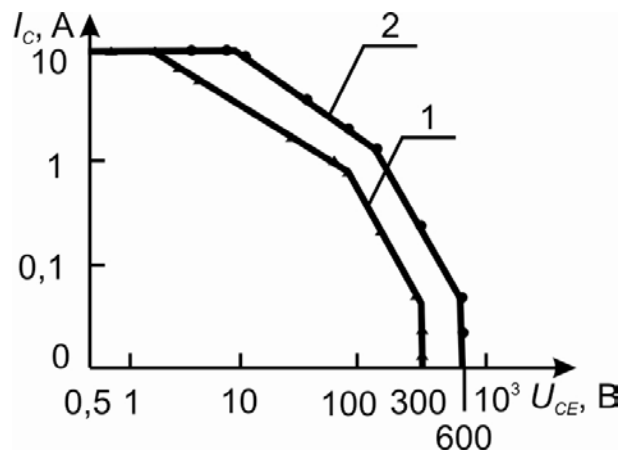


Рис. 5. Стационарная ОБР транзисторов традиционного типа (1) и со встроенным ОДС(2)

Исследования стационарной ОБР с прямым смещением эмиттера (рис. 5) показало, что ОДС обеспечивает расширение области безопасной работы не только при высоких напряжениях, но и в режиме больших токов, что обусловлено введением дополнительной обратной связи по току, которая определяется более сильной зависимостью падения статического коэффициента усиления на больших уровнях инжекции.

Выводы

Результаты теоретических и экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что использование в структуре высоковольтных приборов объемных делительных слоев значительно повышает предельное рабочее напряжение. Техника ОДС может быть использована в высоковольтных биполярных, полевых транзисторах и IGBT для расширения области безопасной работы вследствие повышения однородности распределения электрического поля и выделяемой мощности по площади кристалла.

Литература

1. Гусев В.А., Борисов А.В. Импульсный диод с ограниченной рекомбинационной областью // Электроника и связь.– 2000.– №8.– С. 338–341.
2. Chen X.B., Sin J.K.O. Optimization of the Specific On-Resistance of the COOLMOS™ // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2001. – vol. 48, № 2. – p. 344–348.
3. Chen X.B., Wang X., Sin J.K.O. A Novel High-Voltage Sustaining Structure with Buried Oppositely Doped Regions // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2000. – vol.47, № 6. – p.1280–1285.
4. А.с. №1407344 СССР МКИ(51)5 Н01L Высоковольтный биполярный транзистор/ В.А. Гусев, С.Е.Моторная, В.А.Коновалов (СССР). – № 4119979; Заявлено 12.06.1986; Опубл. 01.04.1988.
5. Блихер А. Физика силовых и биполярных транзисторов: Пер. с англ. / Под ред. И.В. Грехова. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 250с.