

06.2

О возможности увеличения рабочей частоты мощных биполярных переключателей с распределенными микрозатворами

© А.В. Горбатюк, И.В. Грехов, Д.В. Гусин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 17 июня 2010 г.

Рассмотрена возможность снижения динамических потерь при выключении мощных биполярных переключателей с распределенными микрозатворами и увеличения их рабочей частоты путем такого выбора конструкции, чтобы заряды, выводимые из высокоомной базы (ВБ), и встроены заряды примеси ВБ были противоположны по знаку. Так, в приборе с экстрагирующей дырки катодным затвором и с буферным слоем со стороны анода это осуществляется при изменении легирования ВБ с n - на p -тип. Построена специальная аналитическая модель процесса выключения такого прибора. Установлено, в частности, что при рабочем напряжении ~ 5 кВ потери за одну операцию могут быть снижены от 200 до 100 мДж/см², а частота увеличена от 0.5 до 1.0 кГц.

Биполярные переключатели с распределенными микрозатворами (БПМЗ) — класс мощных частотных полупроводниковых ключей нового поколения, объединяющий биполярные транзисторы с изолированными затворами, МОП-управляемые тиристоры, запираемые тиристоры с малоиндуктивным управлением, тиристоры со статической индукцией [1–6] и др. Для БПМЗ с напряжением переключения $U_{\max} = 1.5–2$ кВ коммутируемая мощность достигает $P = 100$ кВт/см² при циклической работе на частотах до $f_{\max} = 1$ кГц. Тем не менее дальнейшее увеличение мощности за счет увеличения величины U_{\max} до 3–5 кВ и выше или увеличение f_{\max} представляются невозможными из-за сильного роста тепловых потерь W_{OFF} на стадии выключения. Причины этих ограничений детально обсуждались в работах [1,2,7,8]. Дело в том, что для восстановления блокирующей способности БПМЗ необходимо

осуществить полное рассасывание избыточного заряда электронно-дырочной плазмы Q_{ON} , накопленного в высокоомной базе (ВБ) в исходном включенном состоянии. Поскольку увеличение величины U_{\max} возможно только при увеличении толщины ВБ, то будут одновременно действовать два фактора, увеличивающие потери W_{OFF} . Во-первых, будут увеличиваться полная величина Q_{ON} и длительность стадии выключения. А во-вторых, увеличится толщина области пространственного заряда (ОПЗ), через которую осуществляется выведение одной из зарядовых компонент плазмы (в БПМЗ с катодными затворами — дырок), следовательно, вырастет и напряжение на этой области.

Как уже упоминалось, природа обсуждаемых ограничений весьма хорошо изучена, и возможности дальнейшего увеличения U_{\max} или f_{\max} для БПМЗ стандартных типов за счет их оптимизации, скорее всего, исчерпаны. Имеется, однако, возможность многократного повышения f_{\max} для БПМЗ некоторых специальных конструкций. Рассмотрим кремниевый БПМЗ с катодным затвором, биполярная $n^+pn_0p^+$ -часть структуры которого показана на рис. 1, *a*. При положительном смещении на аноде включенному состоянию такой структуры соответствует режим затвора $J_A \simeq J_K \gg J_G$. Тогда распределение избыточных концентраций вдоль ВБ имеет форму, показанную на рис. 1, *b* пунктирной кривой $p_{ON}(x)$. Выключение структуры достигается при работе затвора в режиме $J_G \rightarrow J_A$; $J_K \rightarrow 0$. При этом инжекция электронов в ВБ резко пресекается, в прилегающей к катоду части образуется ОПЗ, через которую из плазмы экстрагируются дырки, а граница ξ между плазмой (слои \mathcal{D} и \mathcal{P}) и ОПЗ (слой \mathcal{S}) отодвигается к аноду. Заметим, что эта картина не зависит от типа легирования ВБ. Различия возникают только для формы распределения поля E в ОПЗ. Так, в классическом случае с ВБ n -типа (рис. 1, *c*) заряды дырок и встроенных доноров совпадают, поле в ОПЗ изначально (кривые 1 и 2) имеет более высокую крутизну, чем в конечном, блокирующем состоянии (3). Максимум E при этом всегда остается в призатворной части ВБ. Если же ВБ имеет p -тип проводимости, то в ОПЗ происходит частичная взаимная компенсация зарядов дырок и встроенных акцепторов. В этом случае крутизна поля на начальных стадиях существенно ниже, чем в предыдущем случае. Этот факт и можно использовать для снижения интеграла переходных потерь W_{OFF} .¹ Заметим, что смена типа легирования ВБ допустима

¹ Подобная идея была впервые сформулирована в работе [6] для $n^+pn_0p^+$ -структур с анодным затвором.

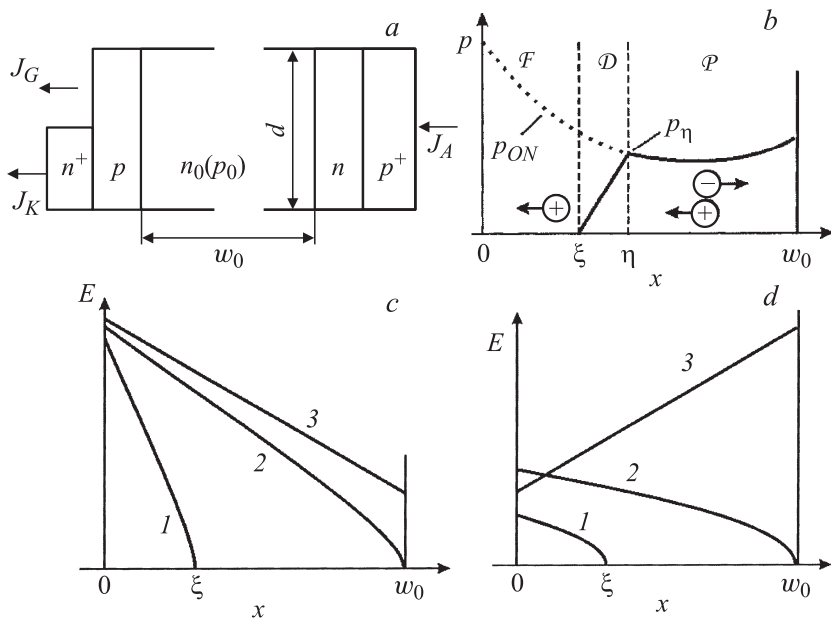


Рис. 1. К описанию процесса оттеснения плазмы в БПМЗ областью сильного поля. *a* — эквивалентная геометрия единичной ячейки БПМЗ с катодным затвором; *b* — распределения концентрации плазмы в начальный (пунктирная линия p_{ON}) и в промежуточный (сплошная линия) моменты времени; *c* и *d* — профили поля соответственно в структурах $n^+pn_0np^+$ - и $n^+pp_0np^+$ -типов на начальной стадии процесса выключения (1), в момент прокола слаболегированной базы (2) и по достижении стационарного состояния блокировки (3).

только в БПМЗ с буферным слоем. В таком БПМЗ максимум E после момента полного полевого прокола ВБ перемещается к ее прианодной грани. Эта особенность может существенно замедлять последующее включение БПМЗ в частотных режимах, поэтому предлагаемая идея может быть реализована в условиях с полным статическим полевым проколом.

Для оценки эффективности предлагаемой идеи далее строится теоретическая модель, отличающаяся от известных ранее тем, что в ней учитывается зависимость скорости дрейфа дырок от по-

ля $v_p = \mu_p E (1 + \mu_p E / v_s)^{-1}$ во всем допустимом интервале полей $0 < E < E_{av}$ (здесь μ_p — низкополевая подвижность дырок, v_s — предельная скорость дрейфа, E_{av} — пороговое поле лавинного пробоя для Si). Уравнение Пуассона для поля в слое \mathcal{F} имеет вид:

$$\varepsilon_{Si} \frac{dE}{dx'} = \pm qN + \frac{J_p}{v_p(E)}, \quad x' = \xi - x. \quad (1)$$

Здесь ε_{Si} — абсолютная диэлектрическая проницаемость кремния, q — заряд электрона, N — концентрация примеси, знак „+“ выбирается для доноров, „-“ — для акцепторов. Решение уравнения (1) можно найти как частный случай решений, найденных ранее в работе [9]:

$$\frac{x'}{x^*} = \frac{E}{E^*} - \ln \left(1 + \frac{E}{E^*} \right), \quad (2)$$

где $E^* = v_s b J \mu_p^{-1} (J \pm qN v_s)^{-1}$, $x^* = \varepsilon_{Si} v_s^2 b J \mu_p^{-1} (J \pm qN v_s)^{-2}$, $b = \mu_n / \mu_p$ — отношение подвижностей электронов и дырок. При заданной величине J толщина домена ξ и напряжение на нем U связаны с максимальным полем E_m как

$$\begin{aligned} \xi &= x^* \left[\frac{E_m}{E^*} - \ln \left(1 + \frac{E_m}{E^*} \right) \right], \\ U &= x^* \left[\frac{E_m^2}{2E^*} - E_m + E^* \ln \left(1 + \frac{E_m}{E^*} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Начальным условием для процесса выключения служит стационарное распределение концентраций избыточной плазмы в ВБ на интервале $0 < x < w_0$, принятое в работах [7,8]:

$$p_{ON}(x, t = 0) = p_{\min} \cosh \frac{x - x_{\min}}{L_h}, \quad L_h = \sqrt{\frac{2bD_p \tau_h}{b+1}}. \quad (4)$$

Здесь D_p — коэффициент диффузии дырок, τ_h — время жизни при высоком уровне инжекции, p_{\min} — концентрация в точке x_{\min} минимума профиля $p_{ON}(x)$. Эти параметры определяются коэффициентами инжекции γ_K и γ_A при $x = 0$ и $x = w_0$. Для описания процесса оттеснения плазмы используем сформулированные в [7,8] законы движения лидирующей η

и отстающей ξ границ слоя \mathcal{D} (рис. 1, *b*) между \mathcal{F} и \mathcal{P} в периоды до и после $t = t_1$, когда $\eta \rightarrow w_0$:

$$qp_\eta \left(1 - \frac{qD_p}{J} \frac{dp}{dx} \Big|_{x=\eta} \right) \frac{d\eta}{dt} + \frac{q^2 p_\eta^2 D_p}{J^2} \frac{dJ}{dt} = \frac{b}{b+1} J, \quad t \leq t_1; \quad (5)$$

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{w_0 - \xi}{2\tau_h} + 2 \frac{(1 - \gamma_A) D_p}{(w_0 - \xi)} + \frac{(w_0 - \xi)}{2J} \frac{dJ}{dt}, \quad t_{PT} > t > t_1. \quad (6)$$

Здесь $p_\eta = p_{ON}(\eta)$ — концентрация плазмы в сечении $x = \eta$, t_{PT} — момент, когда $\xi \rightarrow w_0$.

Заметим, что после полного рассасывания избыточной плазмы в ВБ, т.е. для $U > U_{PT} = qN_D w_0^2 / 2\epsilon_{Si}$, еще остается некоторый избыточный заряд в буферном слое (БС). Время его рассасывания оценим по формуле $\tau_{\text{эф}} = (\tau^{-1} + 2D/w_N^2)^{-1}$ из теории биполярных транзисторов, где τ и D — время жизни и коэффициент диффузии неосновных носителей в БС, а w_N — его толщина. При величине w_N в несколько микрон это время не превышает десяти наносекунд, так что плотность потерь за всю операцию выключения W_{OFF} можно считать практически равной интегралу потерь, выделяемых до момента полевого прокола.

В последующих расчетах выполнено сравнение двух конструкций БПМЗ с катодным затвором и ВБ n - и p -типов проводимости. В качестве начального профиля $p_{ON}(x)$ задавалось „оптимизированное“ распределение [1,8] с максимумом со стороны затвора и минимумом — с противоположной стороны, что обеспечивалось следующим выбором эффективных коэффициентов инжекции: $\gamma_K = 0.9$, $\gamma_A = 0.25$. Для простоты рассматривается работа БПМЗ в цепи с омической нагрузкой R и эдс \mathcal{E}_m , когда справедливо уравнение $U = \mathcal{E}_m - JR$. Для начального состояния $J = J_0 = 50 \text{ A/cm}^2$. На рис. 2 представлены переходные зависимости $J(t)$ и $W(t)$ для структур с высокоомной базой n - и p -типа (кривые 1, 2 соответственно) при одинаковых параметрах $N_{D,A} = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ и $w_0 = 500 \mu\text{m}$. Максимальное напряжение статической блокировки U_{st} такой структуры, оцениваемое по максимально допустимому полю коллектора $E_{\text{max}} \simeq 1.8 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, составляет 5 kV. Согласно приведенным данным, в структуре с p -базой прокол достигается раньше, чем в структуре с n -базой (соответственно через 3.3 и 5.3 μs после начала запираания). Интегральные тепловые потери W_{OFF} в первом случае составляют 101.7 mJ/cm^2 , а во втором — 196.1 mJ/cm^2 , т.е. выше в 1.9 раза.

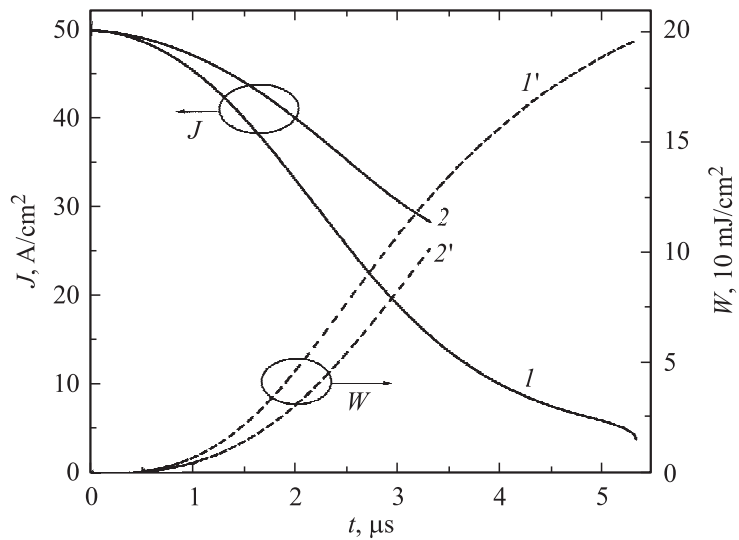


Рис. 2. Временные зависимости плотности тока ($I, 2$) и мгновенной величины плотности интегральных потерь ($I', 2'$) при выключении БПМЗ в режиме полной отсечки инжекции электронов для случаев с базой n -типа ($1, 1'$) и p -типа ($2, 2'$).

Далее мы исследуем, как величина W_{OFF} при экстракции неосновных и основных носителей зависит от концентрации легирования ВБ $N = N_D$ или $N = N_A$. Для сравнения рассматриваются такие соотношения исходных данных ($N_{D,A}, w_0, U_{st}$), при которых в состоянии статической блокировки поле в максимуме всегда равно $E_{\max} = E_{av} = 1.8 \cdot 10^5$ V/cm (предельно допустимое по отношению к статическому пробое [10]), а в минимуме $E_{\min} = 2 \cdot 10^4$ V/cm, т.е. обеспечивает насыщение скорости дрейфа дырок (см. вставку к рис. 3). На рис. 3 сплошными линиями 2 и $2'$ показаны расчетные зависимости величин интегральных потерь за одну операцию выключения для структур с базой n_0 - и p_0 -типа соответственно. Найденные значения W_{OFF} для всех U_{st} вычислены при задании параметров $N_{D,A}$ и w_0 , в соответствии с указанным выше условием для блокирующего состояния. Полученные результаты демонстрируют зависимость относительного

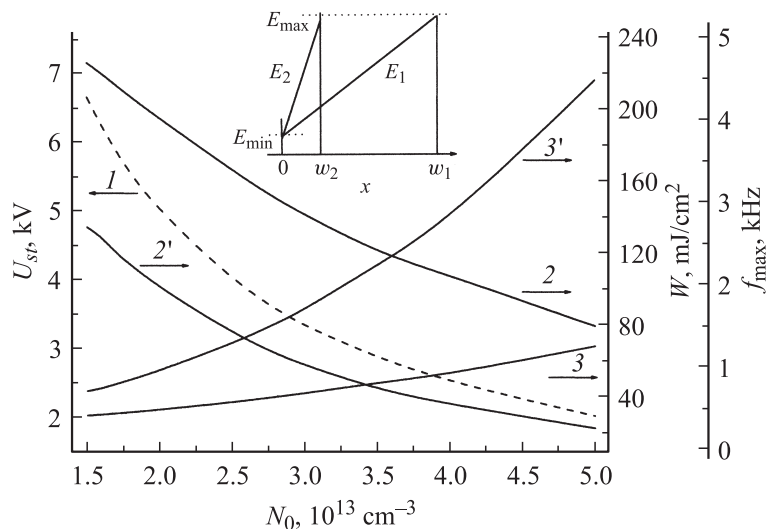


Рис. 3. Зависимости рабочего напряжения U_{st} (1), интегральной плотности потерь за одну операцию выключения W (2, 2') и рабочей частоты в непрерывном режиме f_{\max} (3, 3') для БПМЗ с концентрацией легирования высокоомной базы N_0 . Кривая (1) не зависит от типа легирования базы. Кривые (2, 3) относятся к случаю базы n -типа, (2', 3') относятся к случаю базы p -типа. На вставке — к пояснению правил (см. в тексте), связывающих параметры $w(N_0)$ и $U_{st}(N_0)$.

выигрыша в величине интегральных потерь (при переходе от структуры с экстракцией дырок из n_0 -базы к структуре с экстракцией дырок из p_0 -базы) от уровня легирования (соответственно от максимального напряжения блокировки U_{st}): наиболее сильное различие потерь имеет место у структур с высоким уровнем легирования N . С уменьшением N и повышением напряжения блокировки различие в величине потерь снижается (от 3.5 раз при $N_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ до 1.7 раз при $1.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$).

Оценку предельной рабочей частоты БПМЗ выполним для „широко-импульсного“ частотного режима с коэффициентом заполнения 50% и потребуем, как это было сделано в работе [8], равенства статических тепловых потерь за полупериод и переходных потерь за операцию выключения. Тогда предельная частота может быть оценена как $f_{\max} = P_{\text{out}}/2W_{\text{OFF}}$, где $P_{\text{out}} \sim 200 \text{ W/cm}^2$ — приемлемое значе-

ние мощности теплоотвода для кремниевых приборов. Рассчитанные зависимости выходных параметров БПМЗ (напряжения статической блокировки U_{st} , мощности потерь W_{OFF} и предельной частоты f_{max}) от концентрации легирования ВБ показаны на рис. 3. Видим, в частности, что для прибора с $N_0 \simeq 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (с $U_{st} \sim 5 \text{ kV}$) потери за одну операцию при смене легирования ВБ с n - на p -тип могут быть снижены от 200 до 90 мДж/см², а частота увеличена от 0.5 до 1.0 кГц. При усилении легирования до $N_0 \simeq 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (и снижении U_{st} до 2 кВ) значение f_{max} увеличивается от 1.75 до 4.5 кГц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-08-00689).

Список литературы

- [1] Cheng K., Udea F., Amaratunga G.A.J. // Sol.-St. Electronics. 2000. V. 44. P. 1573–1583.
- [2] Huang S., Udea F., Amaratunga G.A.J. // Sol.-St. Electronics. 2003. V. 47. P. 1429–1436.
- [3] Чернявский Е.В., Попов В.П., Пахмутов Ю.С. и др. // Микроэлектроника. 2002. Т. 31. В. 5. С. 376–381, 382–384.
- [4] Бономорский О.И., Воронин П.А. Патент РФ на изобретение № 2199795. Оpubл. 27.02.2003. Бюл. № 6.
- [5] Грехов И.В., Мнацаканов Т.Т., Юрков С.Н. и др. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 7. С. 80–87; ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 5. С. 76–81.
- [6] Грехов И.В. Патент РФ на изобретение № 2335824. Оpubл. 10.10.2008. Бюл. № 28.
- [7] Горбатюк А.В. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 5. С. 54–62.
- [8] Горбатюк А.В., Грехов И.В. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 10. С. 61–68.
- [9] Горбатюк А.В. Динамика и устойчивость быстрых регенеративных процессов в структурах мощных тиристорных // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 962. Л., 1985. 60 с.; Горбатюк А.В., Родин П.Б. // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35. В. 6. С. 1336–1339.
- [10] Горбатюк А.В., Грехов И.В., Гусин Д.В. // ЖТФ. 2009. Т. 79. В. 10. С. 80–88.