

Влияние частичной ионизации легирующих примесей в 4H–SiC на емкость обратносмещенного $p^+ - i - n^+$ -диода

© П.А. Иванов, А.С. Потапов, И.В. Грехов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Pavel.Ivanov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 18 октября 2017 г.)

Проведено численное моделирование переходного процесса в RC-цепи с обратносмещенным 4H–SiC $p^+ - i - n^+$ -диодом в качестве емкостного элемента (в среде SILVACO TCAD). Модельный эксперимент показал, что вследствие частичной ионизации легирующих примесей в 4H–SiC время заряда оптимально сконструированного $p^+ - i - n^+$ -конденсатора уменьшается по сравнению с гипотетическим случаем полной ионизации приблизительно на порядок величины. Обсуждено потенциальное влияние на переходной процесс динамики ионизации примесей.

DOI: 10.21883/JTF.2018.06.46031.2517

Введение

Полупроводниковый диод со структурой $p^+ - i - n^+$, смещенный в обратном направлении, представляет собой электрический конденсатор, емкость которого не зависит от приложенного обратного напряжения. Сильнолегированные p^+ - и n^+ -области выполняют роль проводящих обкладок конденсатора (расстояние между ними равно толщине i -области), а i -область является диэлектриком. Заряд, индуцированный обратным напряжением на обкладках такого конденсатора, это заряд отрицательно заряженных акцепторов и положительно заряженных доноров, сосредоточенных в узких областях пространственного заряда (ОПЗ), примыкающих с двух сторон к изолирующей i -области. ОПЗ образуются при протекании зарядного тока в результате дрейфового смещения свободных дырок и электронов от границ i -области. В кремнии и арсениде галлия основные легирующие примеси полностью ионизированы при комнатной температуре, так что концентрация свободных носителей, поддерживающих зарядный ток в p^+ - и n^+ -областях за пределами ОПЗ, равна концентрации примесей. В карбиде кремния энергии ионизации основных легирующих примесей — акцепторов (алюминий) и доноров (азот) — превышают тепловую энергию kT при комнатной температуре в 8 раз и в 2 раза соответственно [1]. Поэтому в равновесии концентрация свободных носителей существенно меньше концентрации примесей. Например, в 4H–SiC, легированном алюминием с концентрацией $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, концентрация свободных дырок при комнатной температуре составляет $2.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, т.е. в 20 раз меньше. В настоящей работе теоретически рассмотрено влияние частичной ионизации примесей на переходной процесс в RC-цепи с 4H–SiC $p^+ - i - n^+$ -диодом в качестве емкостного элемента. Вначале проводится упрощенный анализ, демонстрирующий механизм влияния частичной ионизации на электрическую емкость $p^+ - i - n^+$ -диода. Далее представлены результаты чис-

ленного моделирования переходного процесса в среде SILVACO TCAD. В заключение обсуждается вопрос о применимости современной версии пакета SILVACO TCAD для моделирования переходных процессов в импульсных 4H–SiC приборах с $p - n$ -переходами.

Упрощенный анализ

Рассмотрим для простоты $p^+ - i - n^+$ -диод, в котором частично ионизированы только акцепторы в p^+ -области. Положим, что в некоторый момент времени t через диод протекает зарядный ток плотностью $j(t)$. Координат-

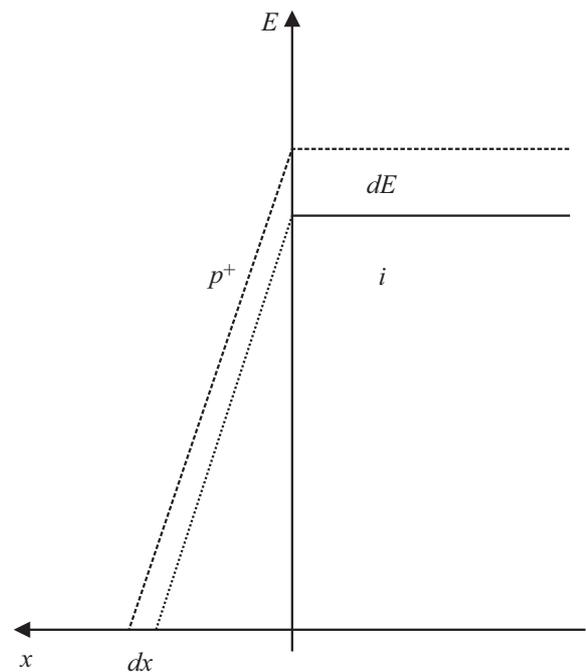


Рис. 1. Распределение электрического поля в обратносмещенном $p^+ - i - n^+$ -диоде при протекании зарядного тока (n^+ -область не показана).

ное распределение электрического поля $E(x, t)$ вблизи границы раздела между p^+ - и i -областями показано на рис. 1 сплошной линией. К моменту времени $t + dt$ ОПЗ в p^+ -области расширится на величину dx , и распределение поля примет вид, показанный на рис. 1 пунктирной линией. В слое dx произойдет ионизация акцепторов, стимулированная распространением электрического поля. Будем считать для простоты, что за время dt акцепторы в слое dx ионизируются полностью (справедливость этого предположения будет обсуждаться ниже). В этом случае приращение заряда на обкладках конденсатора составит

$$dQ/S = qN_A dx, \quad (1)$$

где q — элементарный заряд, N_A — концентрация акцепторов в p^+ -области, S — площадь диода. В то же время заряд, перенесенный током по внешней цепи за время dt , составит меньшую величину

$$dQ_j/S = j dt = qp dx, \quad (2)$$

где p — концентрация дырок в p^+ -области. Приращение электрического поля в i -области составит

$$dE = \frac{q}{\varepsilon} N_A dx = \frac{dV}{L}, \quad (3)$$

где dV — приращение напряжения на обкладках конденсатора, L — толщина i -области. Из выражений (2) и (3) можно получить связь плотности тока с производной от напряжения по времени

$$j = \frac{p}{N_A} \frac{\varepsilon S}{L} \frac{dV}{dt}. \quad (4)$$

Величина $C^* = (p/N_A)\varepsilon S/L$ есть не что иное, как электрическая емкость $p^+ - i - n^+$ -конденсатора. В случае, когда примеси ионизированы полностью ($p = N_A$), емкость определяется хорошо известной формулой $C = \varepsilon S/L$. При частичной ионизации заряд, переносимый по внешней цепи электрическим током, меньше индуцированного заряда на обкладках. Именно поэтому в случае частичной ионизации примесей емкость и постоянная времени заряда $p^+ - i - n^+$ -конденсатора уменьшаются. Однако нужно подчеркнуть, что формула (4) получена в предположении о том, что за время dt акцепторы в слое dx ионизируются полностью. Вообще говоря, это предположение справедливо только при достаточно больших величинах V , когда падение напряжения на ОПЗ становится существенно больше, чем $(E_A - E_F)/q$ [2], где E_A — энергия ионизации акцепторных атомов, E_F — положение уровня Ферми в нейтральной части p^+ -области относительно валентной зоны полупроводника. Очевидно, что $p^+ - i - n^+$ -конденсатор необходимо конструировать таким образом, чтобы электрическое поле в i -области в конце процесса заряда было близким к критическому полю лавинного пробоя полупроводника.

Численное моделирование переходного процесса в последовательной RC-цепи с 4H-SiC $p^+ - i - n^+$ -конденсатором (в среде SILVACO TCAD)

Из физических моделей SILVACO TCAD с варьируемыми параметрами для моделирования нами были использованы модель частичной ионизации легирующих примесей (INCOMPLETE) и аналитическая модель подвижности дырок и электронов (ANALYTIC). Параметры аналитической зависимости подвижности носителей были взяты из работы [3]. Величины плотности состояний в валентной зоне и в зоне проводимости были взяты из работы [1].

Энергия ионизации донорных атомов азота в 4H-SiC практически не зависит от их концентрации N_D и составляет 0.09 и 0.05 eV для кубического и гексагонального положений азота в решетке 4H-SiC соответственно [1]. Энергия ионизации акцепторных атомов алюминия (E_A) не зависит от его положения в решетке, но зависит от концентрации акцепторов N_A , что является следствием относительно большого ионного радиуса алюминия. В работе [4] приведена аппроксимационная зависимость $E_A(N_A)$:

$$E_A = E_{A0} - kN_A^{1/3}, \quad (5)$$

где $E_{A0} = 0.23$ eV, $k = 2.8 \cdot 10^{-8}$ eV · cm⁻¹. На рис. 2 показаны рассчитанные зависимости p/N_A и n/N_D от концентрации акцепторов и доноров соответственно (при комнатной температуре).

Параметры структуры моделируемого 4H-SiC $p^+ - i - n^+$ -диода приведены в табл. 1.

Площадь $p^+ - i - n^+$ -диода была выбрана равной 1 mm². Модельный эксперимент состоял в следующем. В момент времени $t = 0$ на $p^+ - i - n^+$ -диод с последовательно включенным сопротивлением $R = 50 \Omega$ подавалась

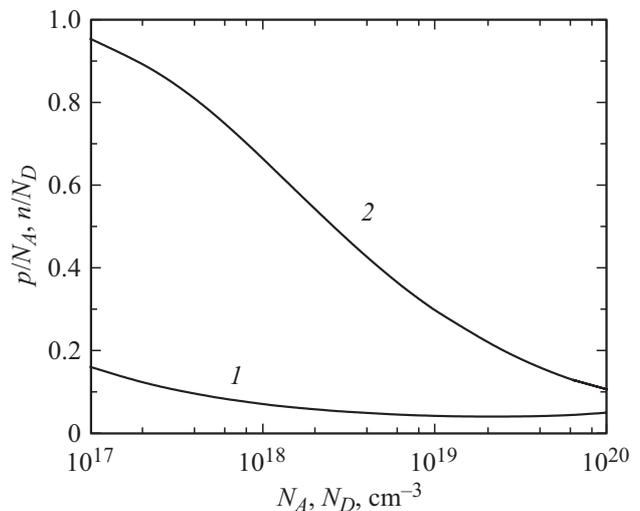


Рис. 2. Зависимости p/N_A и n/N_D от концентрации акцепторов и доноров соответственно (при комнатной температуре): 1 — 4H-SiC<Al> p -типа, 2 — 4H-SiC<N> n -типа.

Таблица 1. Параметры структуры моделируемого 4H–SiC $p^+ - i - n^+$ -диода

	p^+	n_0	n^+
Толщина, μm	1	5	1
Уровень легирования, cm^{-3}	$10^{18}, 10^{19}$	$1 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{20}$

Таблица 2. Сравнение величин τ , определенных по наклону линейной части зависимостей $\lg(i) = f(t)$, и величин $RC^* = R(p/N_A)\varepsilon S/L$

N_A, cm^{-3}	τ, ps	$RC^* = (p/N_A)\varepsilon S/L, \text{ps}$
10^{18}	58	61
10^{19}	35	36
Полная ионизация	858	858

ступень напряжения с фронтом нарастания 10^{-12} с и амплитудой $U_0 = 1000$ В. Рассчитывалась временная зависимость протекающего по цепи тока $i(t)$.

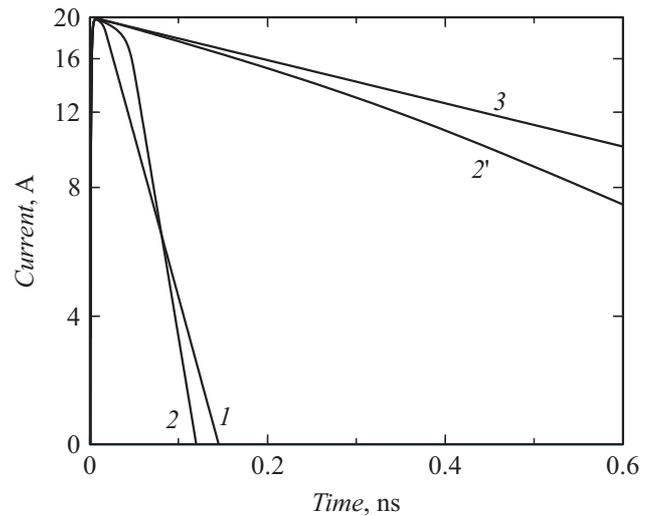
На рис. 3 в полулогарифмическом масштабе показаны рассчитанные зависимости $i(t)$ при разных концентрациях акцепторов. Для сравнения также показан переходной процесс для гипотетического случая полной ионизации. Как и ожидалось, в случае полной ионизации ток падает со временем по экспоненциальному закону:

$$i(t) = \frac{U_0}{R} \exp\left(-\frac{t}{RC}\right), \quad (6)$$

где постоянная времени $RC = 0.858$ ns определяется емкостью $C = \varepsilon S/L = 17.2$ pF. В случае частичной ионизации зависимость $i(t)$ в самом начале процесса зарядки несколько отличается от экспоненциальной (это объясняется размытием края ОПЗ, что обсуждалось выше в ходе упрощенного анализа). В табл. 2 представлены величины постоянной времени τ , определенные по наклону линейной части зависимостей $\lg(i) = f(t)$, и расчетные величины $RC^* = R(p/N_A)\varepsilon S/L$, полученные с помощью упрощенного анализа.

Как видно, $\tau \approx RC^*$ с точностью не хуже 5%. Как мы полагаем, небольшое отличие τ от RC^* (в сторону меньших значений) объясняется тем, что в модельном эксперименте учитывается также и частичная ионизация доноров. Таким образом, результаты моделирования подтверждают основные выводы, полученные с помощью упрощенного анализа. На рис. 3 также показана зависимость $i(t)$, рассчитанная при $T = 900$ К. Как видно, даже при такой высокой температуре полной ионизации акцепторов еще не наступает и $\tau < RC$.

Далее необходимо обсудить следующее важное обстоятельство. Как проведенный упрощенный анализ, так и численное моделирование сделаны в предположении о том, что ионизация примесей происходит практически мгновенно (заложенная в современном пакете SILVACO

**Рис. 3.** Зависимости $i(t)$ при разных концентрациях акцепторов $N_A [\text{cm}^{-3}]$: 1 — 10^{18} , 2 — $1 \cdot 10^{19}$ ($T = 300$ К), 2' — 10^{19} ($T = 900$ К), 3 — гипотетический случай полной ионизации ($T = 300$ К).

TCAD физическая модель INCOMPLETE не учитывает динамику ионизации легирующих примесей). Однако время ионизации имеет конечную величину и может быть оценено из соотношения [5,6]

$$\tau_A = (\sigma v p_1)^{-1}, \quad p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right), \quad (7)$$

где σ — сечение захвата дырки на уровень акцептора, v — тепловая скорость дырок, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне. Оценим это время для акцепторной примеси Al в 4H–SiC при комнатной температуре. Экспериментальных работ по измерению сечения захвата дырок акцепторами в 4H–SiC при комнатной температуре в литературе нет. В работах [5,6] сечение захвата при низких температурах (~ 100 К) было определено методами токовой и емкостной спектроскопии и составляет $\sigma = 2.6 \cdot 10^{-13}$ cm^2 . Если считать, что σ не зависит от температуры, то при $kT = 0.026$ eV, $v = 1 \cdot 10^7$ cm/s, $N_v = 2.5 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} и $E_A = 0.2$ eV получим $\tau_A = 34$ ps. Таким образом, реальное время ионизации может быть, в принципе, сравнимым с постоянной времени заряда 4H–SiC $p^+ - i - n^+$ -конденсатора. Это обстоятельство необходимо принимать во внимание при проектировании субнаносекундных импульсных приборов на основе 4H–SiC.

Заключение

Проведенный модельный эксперимент показал, что частичная ионизация легирующих примесей в 4H–SiC может оказывать существенное влияние на переходные процессы в импульсных приборах с субнаносекундным быстродействием. Заложенная в современном пакете

SILVACO TCAD физическая модель INCOMPLETE не учитывает динамику ионизации легирующих примесей и поэтому может давать заниженные времена переходных процессов в импульсных приборах на основе 4H-SiC. Для моделирования таких приборов необходима модернизация программного пакета SILVACO TCAD. Кроме того, необходимо провести измерения сечений захвата основных носителей легирующими примесями в 4H-SiC в широком температурном интервале.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00094).

Список литературы

- [1] Pensl G., Ciobanu F., Frank T., Krieger M., Reshanov S., Schmid F., Weidner M. // *Int. J. High Speed Electron. Syst.* 2005. Vol. 15. N 4. P. 705–745.
- [2] Елфимов Л.Б., Иванов П.А. // *ФТП.* 1994. Т. 28. Вып. 1. С. 161–167.
- [3] Мнацаканов Т.Т., Левинштейн М.Е., Поморцева Л.И., Юрков С.Н. // *ФТП.* 2004. Том 38. Вып. 1. С. 56–60.
- [4] Contreras S., Konczewicz L., Arvinte R., Peyre H., Chassagne T., Zielinski M., Juillaguet S. // *Phys. Stat. Sol. A.* 2017. Vol. 214. N 4. P. 1600679.
- [5] Lades M., Kaindl W., Kaminski N., Niemann E., Wachutka G. // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 1999. Vol. 46. N 3. P. 598–604.
- [6] Kaindl W., Lades M., Kaminski N., Niemann E., Wachutka G. // *J. Electron. Mater.* 1999. Vol. 28. N 3. P. 154–160.