

06.2

Перенос заряда в полупроводниковых SiC-детекторах ионизирующих излучений при наличии слоя центров захвата

© А.М. Иванов, Е.В. Калинина, Н.Б. Строкан

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 10 июля 2008 г.

Рассмотрено формирование сигнала при наличии слоя центров захвата. Расположение слоя вблизи поверхности приводит к тому, что ядерные частицы, имея большую протяженность трека, часть заряда генерируют за слоем. Показано, что модель при определенных условиях приводит к парадоксальному для практики детекторов результату — падению сигнала с ростом напряжения смещения.

Приложение модели к результатам, полученным на 4H-SiC ионно-легированных детекторах, позволило по крайней мере качественно объяснить ранее неясное наблюдение: рост сигнала с температурой на участке его насыщения в функции приложенного напряжения (т. е. фактически в условиях полного переноса заряда).

PACS: 61.82.Fk, 61.80.-x

В реальных полупроводниковых детекторах дрейфовый перенос созданного ионизирующим излучением заряда неизбежно связан с потерями благодаря существующим в материале центрам захвата. Захват может происходить в форме локализации либо рекомбинации. В первом случае носитель через определенное время возвращается в разрешенную зону и продолжает дрейф, во втором — дальнейшего участия в переносе уже не принимает. Общепринято рассматривать одиночные центры распределенными равномерно по объему детектора.

Предлагается иная геометрия расположения центров захвата. В модели заложено, что в объеме детектора вблизи поверхности при координате „ x “ (см. фрагмент рис. 1) имеется слой, содержащий большое количество дефектов структуры. Последние являются центрами захвата. Соответственно времена жизни носителей заряда (τ) весьма малы. В остальном объеме детектора потерь заряда не происходит.

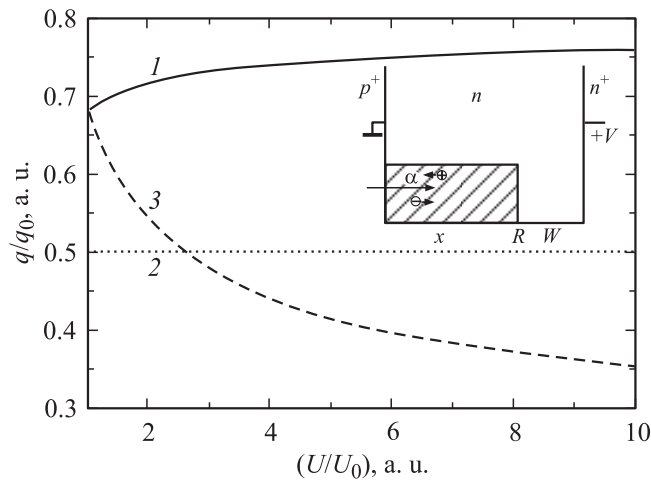


Рис. 1. Рассчитанная величина эффективности собирания заряда в зависимости от напряжения смещения для различных положений слоя дефектов k : 1 — 0.2; 2 — 0.5; 3 — 0.8. Фрагмент: условная схема расположения трека α -частицы в детекторе.

Для наглядности примем, что регистрируются легкие ионы (α -частицы) и распределение неравновесных носителей в треке равномерно по его длине (R) (бок-геометрия). Детектор представляет собой смещенную в обратном направлении p - n -структуру, причем область электрического поля (W) полагается большей R . Таким образом, перенос носителей является дрейфовым и при отсутствии слоя дефектов созданный частицей заряд переносится в области W полностью. (Детекторы со слоем дефектов рассматривались в [1,2], но затрагивалось лишь их разрешение по энергии).

Принятые допущения позволяют, опираясь на закон индукции [3], простым алгебраическим путем получить величину сигнала детектора. Так, для случая $\tau = 0$, когда носители заряда неспособны пройти слой, сигнал имеет две составляющие. Находящаяся до плоскости „ x “ доля (нормированная на внесенный частицей заряд $q_0 \propto R$) равна x/R . При дрейфе этот заряд проходит часть промежутка x/W . В итоге сигнал на электродах детектора составит $q_1/q_0 = (x/R)(x/W)$. Аналогично заряд за плоскостью „ x “ $(R-x)/R$ на пути $(W-x)/W$ создаст

$q_2/q_0 = (1 - x/R)(1 - x/W)$. Обозначив $(x/R) = k$, имеем:

$$q/q_0 = (q_1 + q_2)/q_0 = 1 - k + k(2k - 1)(R/W). \quad (1)$$

При отсутствии плоскости дефектов ($k = 0$) сигнал $q/q_0 = 1$ соответствует полному переносу внесенного частицей в детектор заряда. В случае, когда определенная доля от подошедших к слою „ x “ носителей (β_e — для электронов и β_h — для дырок) проходит слой, в (1) появляются добавочные слагаемые. Дополнительный вклад в сигнал электронов и дырок составит $\beta_e k(1 - kR/W)$ и $\beta_h(1 - k)kR/W$ соответственно. В итоге сигнал выражается:

$$q/q_0 = 1 - k[1 - \beta_e + R(1 - \beta_h)/W] + k^2 R(2 - \beta_e - \beta_h)/W. \quad (2)$$

Одной из основных характеристик детектора является „эффективность собирания заряда“ (ССЕ). Для ее определения получаемый в единицах энергии сигнал нормируется на энергию, поглощенную в детекторе. Величина q/q_0 в формуле (2) представляет значение ССЕ. Далее, в нашем случае p - n -структуры увеличение напряжения (U) вызывает возрастание $W - \sqrt{U}$ и, согласно зависимости (2), должна изменяться величина сигнала. Значения k , β_e и β_h выступают в роли параметров. Оказывается, что вид зависимости q/q_0 от напряжения существенно зависит от положения слоя „ x “ (значения k).

Для выделения роли координаты слоя на рис. 1 приведен вид зависимости q/q_0 от U/U_0 для трех значений k по упрощенной формуле (1). Нормировочное значение U_0 соответствует равенству размера области электрического поля и длины трека ($W = R$ при $U = U_0$). Значение $k = 0.5$ дает очевидный результат — постоянство сигнала. Для $k < 0.5$ получаем привычный для практики детекторов рост $q/q_0(U/U_0)$, однако величины $k > 0.5$ приводят уже к необычному падению сигнала с увеличением напряжения.

Одной из целей работы является приложение предлагаемой модели для объяснения наблюдаемого в [4] хода $\text{ССЕ} = f(U, T)$ для 4H-SiC детекторов, выполненных с использованием ионного легирования. Внедрение ускоренных ионов сопровождается введением в приповерхностную область кристалла значительного количества дефектов, вплоть до аморфизации ее структуры. Последующий отжиг восстанавливает структуру кристалла, однако в ней можно выявить слои, содержащие дефекты различной природы.

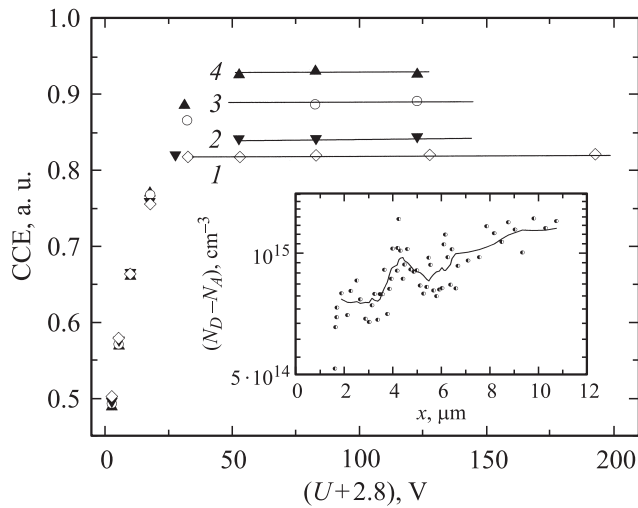


Рис. 2. Экспериментальная зависимость эффективности сбора заряда от напряжения смещения для различных температур, °С: 1 — 26, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 140. Фрагмент: распределение профиля концентрации нескомпенсированных доноров по глубине x 4H-SiC CVD слоя после формирования ионно-легированного $p^+ - n$ -перехода. Здесь $N_D - N_A$ — разностная концентрация доноров и акцепторов.

При тестировании α -частицами с энергией 3.8 MeV (пробег $R = 11 \mu\text{m}$) наблюдался стандартный ход $\text{CCE}(U)$: возрастание сигнала с выходом на насыщение при напряжениях, обеспечивающих $W \geq R$ (рис. 2). Однако с повышением температуры в диапазоне $T = 26 \div 140^\circ\text{C}$ участок насыщения $\text{CCE}(U)$ формировался большими значениями сигнала. Отмеченный факт требует объяснения, поскольку этот участок связывается именно с полным переносом внесенного α -частицей заряда.

Оценки [4] показали, что не удастся объяснить рост $\text{CCE}(T)$ локализацией носителей на одиночных центрах захвата, расположенных равномерно по объему. Проследим за ходом $\text{CCE}(T)$ в варианте слоя дефектов, полагая что его „пропускная“ способность с ростом температуры улучшается. Важно установить, реально ли получить при этом участки насыщения $\text{CCE}(U)$ аналогично рис. 2.

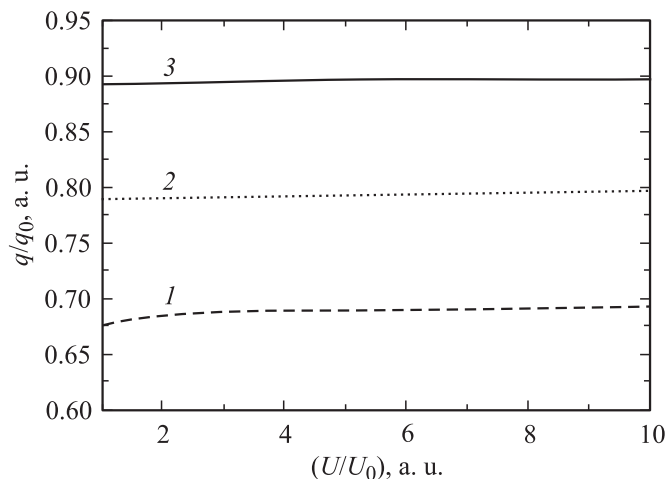


Рис. 3. Рассчитанная величина эффективности сбора заряда в зависимости от относительного напряжения смещения для $k = 0.4$ и долей прошедшего сквозь слой заряда β_h и β_e соответственно: 1 — 0.4 и 0.25, 2 — 0.6 и 0.5, 3 — 0.8 и 0.75.

Из (2) следует, что для выполнения $q/q_0(U/U_0) = \text{const}$ необходимо, чтобы $k(2 - \beta_e - \beta_h) = 1 - \beta_h$. Последнее дает линейную связь коэффициентов β_e и β_h для различных положений слоя дефектов k в виде

$$\beta_h = [1 - k(2 - \beta_e)] / (1 - k). \quad (3)$$

В эксперименте присутствует погрешность, поэтому правильнее говорить о наблюдаемом насыщении сигнала (рис. 2) как о приближенном постоянстве, т. е. $\text{CCE}(U) = q/q_0(U/U_0) \approx \text{const}$. Построение $\text{CCE}(U)$, согласно формуле (2), показало, что участок $\text{CCE}(U) \approx \text{const}$ наблюдается и при отклонении параметров от их связи, выражаемой (3). В качестве примера на рис. 3 приведены результаты расчета для $k = 0.4$. В интервале значений $U/U_0 \{1 \div 4\}$, соответствующем условиям опыта, изменения сигнала лежат ниже погрешности эксперимента, а его возрастание на 11% (см. кривые 2 и 3) близко к опытным данным рис. 2. Для перехода от кривой 2 к данным кривой 3 потребовалось увеличение значений β_h и β_e в 1.3 и 1.5 раза. Последнее для интервала использованных температур $20 \div 140^\circ\text{C}$ представляется реальным.

В частности, достаточно линейной зависимости сечения захвата от обратной температуры. Близкий результат дает и расположение слоя при $k = 0.3$, т.е. при $3.3 \mu\text{m}$.

Для исследуемой структуры дефектный слой с повышенным содержанием центров захвата может формироваться по нескольким причинам. Согласно измерениям на просвечивающем электронном микроскопе (ТЕМ), в процессе формирования p^+ -слоя при отжиге, вблизи его границы в глубь CVD слоя была обнаружена дефектная область шириной около 30 nm . Появление этой области объяснялось эффектом геттерирования дефектов из объема CVD слоя [5]. Кроме того, при анализе профилей распределения Al методом вторичной ионной масс-спектрометрии (SIMS) и спектров локальной катодолюминесценции (LCL) на сколе структур было выявлено наличие „хвостов“ атомов Al за счет их неравновесно-ускоренной диффузии в CVD слой в процессе отжига [6]. Это присуще методу ионного легирования в целом [7] и в нашем случае привело к появлению вблизи p^* - n -перехода области с повышенной концентрацией акцепторов. Последнее проявляется в переменном профиле концентрации нескомпенсированных доноров в CVD слое на глубине $X = 3 \div 4 \mu\text{m}$ (см. фрагмент рис. 2).

Можно полагать, что на глубине $\geq 3 \mu\text{m}$ от границы p^+ -слоя формируется область с повышенным содержанием дефектов (рассматривая в этом качестве и атомы Al). Приведенные выше оценки показали, что захватом при координате $3 \div 4 \mu\text{m}$ возможно объяснить как наблюдаемый на опыте рост сигнала с повышением температуры, так и постоянство при этом сигнала от напряжения. Для этого достаточно линейной зависимости сечения захвата (σ) от обратной температуры ($\sigma \propto 1/T$). При $T \geq 150^\circ\text{C}$ необходимо учитывать активный отжиг радиационных дефектов [8].

Рассмотренную геометрию расположения центров захвата следует ожидать на границах раздела в сложных по составу структурах и в материалах, недостаточно отработанных технологически. Для получаемых ионным легированием образцов удалось качественно объяснить экспериментальные результаты по возрастанию с температурой сигнала в условиях, на первый взгляд, обеспечивающих полный перенос созданного излучением заряда.

Авторы выражают глубокую благодарность Г.Н. Виолиной за ценную дискуссию.

Работа выполнена при поддержке грантов президента РФ — Ведущие научные школы НШ-2951.2008.2 и проекта РФФИ № 05-02-08012.

Список литературы

- [1] *Иванов А.М., Строкан Н.Б., Шуман В.Б.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 9. С. 79.
- [2] *Иванов А.М., Строкан Н.Б., Шуман В.Б.* // ФТП. 1998. Т. 32. В. 3. С. 359.
- [3] *Еремин В.К., Даненгириш С.Г., Строкан Н.Б., Тиснек Н.И.* // ФТП. 1974. Т. 8. С. 556.
- [4] *Калинина Е.В., Строкан Н.Б., Иванов А.М., Ситникова А.А., Садохин А.В., Азаров А.Ю., Коссов В.Г., Яфаев Р.Р.* // ФТП. 2008. Т. 42. В. 1. С. 87.
- [5] *Kalinina E., Kholujanov G., Sitnikova A., Kossov V., Yafaev R., Pensl G., Reshanov S., Hallen A., Konstantinov A.* // Mat. Sci. Forum. 2003. V. 433–436. P. 637.
- [6] *Kolesnikova E.V., Kalinina E.V., Sitnikova A.A., Zamoryanskaya M.V., Popova T.V.* // Solid State Phenomena. 2007. V. 131–133. P. 53.
- [7] *Hallén A., Nipoti R., Saddow S.E., Rao S., Svensson B.G.* // Semiconductor Materials and Devices Series (Ed. by Saddow S.E. and Agarwal A.). 2004. P. 109–154.)
- [8] *Калинина Е.В.* // ФТП. 2007. Т. 41. В. 7. С. 769.