

Низкотемпературный (77 К) примесный пробой в 4H-SiC *p*-типа

© И.В. Грехов, П.А. Иванов[✉], А.С. Потапов, Т.П. Самсонова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 сентября 2006 г. Принята к печати 3 октября 2006 г.)

Исследована ударная ионизация акцепторов в эпитаксиальных пленках 4H-SiC, легированных алюминием (концентрация $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), при температуре 77 К. Установлено, что коэффициент ионизации экспоненциально зависит от обратного поля: $\alpha_p = \alpha_p^* \exp(-F^*/F)$. Максимальный коэффициент ионизации $\alpha_p^* = 7.1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, а пороговое поле $F^* = 2.9 \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

PACS: 72.20.-i, 78.45.+h

1. Введение

Недавно разными группами исследователей было показано, что при низкотемпературном примесном пробое в полупроводниках обратный захват носителей на опустошенные примесные уровни с релаксацией по энергии может сопровождаться излучением в терагерцовом (ТГц) диапазоне (внутрицентровые переходы) [1–3]. Пробой возбуждают (прикладывая электрическое поле) при достаточно низких температурах, при которых значительная доля свободных носителей вымораживается на уровни примесей. Например, кремниевые ТГц-излучатели эффективно работают при температуре жидкого гелия (4 К) [1,2]. Интерес к карбиду кремния как потенциальному ТГц-излучателю подобного рода обусловлен тем, что легирующие примеси в этом широкозонном полупроводнике имеют сравнительно большую энергию ионизации по сравнению с традиционными полупроводниками — кремнием и соединениями $A^{III}B^V$ (табл. 1). Как следствие, вымораживание носителей в SiC при охлаждении происходит раньше, чем в Si и $A^{III}B^V$. Поэтому можно ожидать, что SiC-излучатели будут работать при температурах выше 4 К. Действительно, недавно ТГц-излучение при ударной ионизации доноров в 4H-SiC(N) было зафиксировано в широком диапазоне температур от 4 до 77 К [4].

Детальных экспериментальных и теоретических исследований примесного пробоя в карбиде кремния до сих пор не проводилось. В настоящей работе проведены исследования ударной ионизации акцепторов в эпитаксиальных пленках 4H-SiC, легированных алюминием (концентрация $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), при температуре 77 К. Интерес к SiC *p*-типа вызван тем, что энергии ионизации акцепторов в SiC еще больше, чем энергии ионизации доноров (табл. 1).

2. Эксперимент

Для изготовления экспериментальных образцов использовалась пластина 4H-SiC *n*-типа с эпитаксиальной структурой $p^+ - p - n^+$, выращенной газофазной эпитак-

сией (chemical vapor deposition — CVD). Слои *p*-типа легированы алюминием, а подложка и n^+ -слой — азотом. Концентрация примесей в p^+ - и n^+ -слоях (толщиной около 1 мкм каждый) составляет $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. На пластине напылением никеля и отжигом при 900°C были сформированы металлические контакты диаметром 0.6 мм (на тыльной стороне был сформирован сплошной никелевый контакт). Далее сухим травлением в плазме SF₆ были изготовлены дискретные мезоизолированные диодные структуры (рис. 1). Из измеренных вольт-фарадных характеристик диодов были определены толщина активного *p*-слоя и концентрация нескомпенсированных акцепторов в нем: $L = 12 \text{ мкм}$ и $N_A - N_D = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Пластина с матрицей 4H-SiC-структур была разрезана на отдельные чипы, которые затем были закорпусированы. Для проведения низкотемпературных измерений корпусированные диоды погружались непосредственно в жидкий азот.

На рис. 2 показаны типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) изготовленных 4H-SiC-диодных структур, измеренные на постоянном токе и на импульсах при двух температурах — 300 и 77 К.

ВАХ, измеренная при комнатной температуре, представляет собой обычную диодную характеристику. До плотности тока $\sim 0.1 \text{ А/см}^2$ ток экспоненциально растет при увеличении напряжения. Протекание тока здесь обусловлено инжекцией и рекомбинацией неосновных

Таблица 1. Энергия ионизации и основных легирующих примесей в кремнии, соединениях $A^{III}B^V$ и карбиде кремния

Полупроводник	Примесь	Тип	Энергия ионизации (мэВ)
Si	P	Донор	4.5
	Al	Акцептор	7.2
GaAs	S	Донор	6
	Zn	Акцептор	25
InP	S	Донор	5.7
	Cd	Акцептор	57
4H-SiC	N	Донор	66, 124
	Al	Акцептор	190–240

[✉] E-mail: Pavel.Ivanov@mail.ioffe.ru

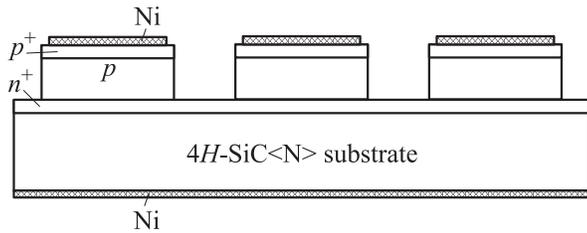


Рис. 1. Поперечное сечение исследованных 4H-SiC-диодных структур.

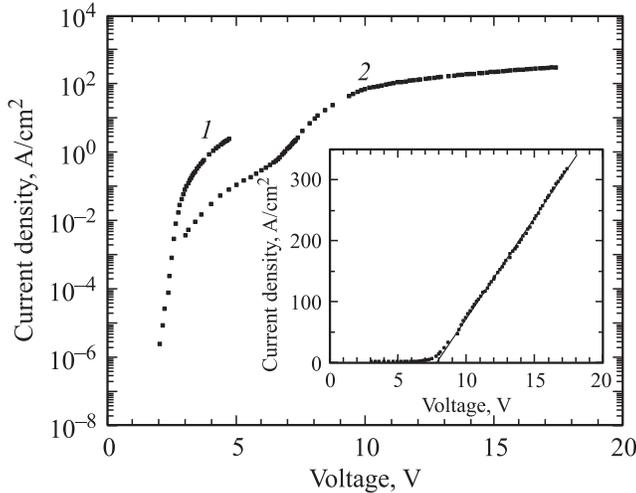


Рис. 2. Зависимость плотности тока от напряжения в 4H-SiC p^+-p-n^+-n -диодах (полулогарифмический масштаб). 1 — 300, 2 — 77 К. На вставке — низкотемпературная ВАХ в линейном масштабе.

носителей в $p-n$ -переходе (все приложенное внешнее напряжение падает на $p-n$ -переходе). При плотностях тока свыше 0.1 A/cm^2 сопротивление $p-n$ -перехода уменьшается до величины, сравнимой с сопротивлением p -базы, так что все большая часть приложенного внешнего напряжения падает на базе.

ВАХ, измеренная при 77 К, более сложная. Из-за вымораживания носителей в p -базе ограничение экспоненциального участка ВАХ сопротивлением базы начинается при меньших плотностях тока. Однако ток растет все же быстрее, чем это можно ожидать, исходя из чисто омического сопротивления базы. Наблюдаемый „избыточный“ ток — это ТОПЗ (ток, ограниченный пространственным зарядом), поддерживаемый монополярной инжекцией дырок из p^+ -области в p -базу. При напряжении 6.5 В крутизна ВАХ вновь увеличивается. На этом участке резкий рост тока обусловлен, как мы полагаем, ударной ионизацией нейтральных акцепторов в p -базе (характерно то, что вследствие роста концентрации свободных дырок низкотемпературная ВАХ начинает постепенно „сходиться“ к высокотемпературной). Наконец, при плотности тока $\sim 10 \text{ A/cm}^2$ ВАХ вновь выполаживается так, что приращение плотности тока

зависит от приращения напряжения линейно: $\Delta j \propto \Delta V$ (см. вставку на рис. 2). Мы считаем, что на этом участке ударная ионизация создает предельную концентрацию свободных неравновесных дырок, равную концентрации акцепторов ($p = N_A$), и ток здесь ограничивается сопротивлением модулированной пробоем базы. При известной концентрации дырок из величины сопротивления базы, $r_b = L/qN_A\mu = 0.03 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, можно определить подвижность дырок при 77 К: $\mu = 125 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

3. Анализ экспериментальных результатов и их обсуждение

Цель последующего анализа — определить зависимость коэффициента ударной ионизации акцепторов от поля (на рис. 3 представлена зависимость плотности тока от напряженности поля в p -базе на участке ВАХ, соответствующем режиму ударной ионизации).

Воспользуемся кинетическим уравнением, которое описывает изменение во времени концентрации неравновесных свободных дырок (p). Примем во внимание следующие упрощающие допущения.

1) Пренебрежем термической ионизацией носителей, полевой ионизацией и оже-рекомбинацией и рассмотрим только возбуждение захваченных дырок с уровней акцепторов в валентную зону (в результате ударной ионизации) и их обратный термический захват.

2) Будем считать, что на участке ударной ионизации концентрация свободных дырок равна полной концентрации ионизированных акцепторов: $p = N_A - p_t$.

С учетом принятых допущений кинетическое уравнение можно записать в следующем виде:

$$\frac{dp}{dt} = \alpha_p p p_t - \gamma_p p^2. \quad (1)$$

Здесь $\alpha_p(F)$ — коэффициент ударной ионизации, зависящий от поля, γ_p — коэффициент обратного захвата

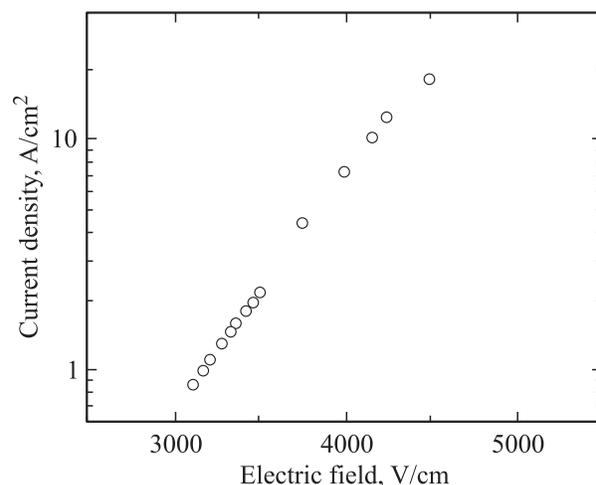


Рис. 3. Зависимость плотности тока от напряженности поля в p -базе.

дырок ($\gamma_p = \sigma_p v_T$; σ_p — сечение захвата дырок, v_T — тепловая скорость дырок). В стационарных условиях ($dp/dt = 0$) уравнение (1) дает следующее выражение для коэффициента ионизации:

$$\alpha_p = \gamma_p \frac{p_{st}}{N_A - p_{st}}. \quad (2)$$

Стационарная концентрация возбужденных дырок p_{st} может быть определена из экспериментальной ВАХ:

$$p_{st} = \frac{j}{q\mu F}. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2), можно определить зависимость коэффициента ударной ионизации от поля. На рис. 4 рассчитанный таким образом коэффициент ионизации представлен в виде функции от обратного поля (при расчетах коэффициент термического захвата был принят равным $10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$). Как видно, коэффициент ионизации с хорошей точностью описывается экспоненциальной зависимостью от обратного поля:

$$\alpha_p = \alpha_p^* \exp\left(-\frac{F^*}{F}\right), \quad (4)$$

где $\alpha_p^* = 7.1 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $F^* = 2.9 \cdot 10^4 \text{ В/см}$. Подобные экспоненциальные зависимости коэффициента ионизации от обратного поля характерны и для других полупроводниковых материалов [5]. В случае карбида кремния максимальный коэффициент ионизации α_p^* одного порядка по сравнению с соответствующими величинами для материалов $A^{III}B^V$ (см. табл. 2), однако пороговое поле F^* на 3 порядка выше.

Высокое пороговое поле в случае SiC является следствием большой энергии ионизации акцепторов. Вообще говоря, для детального описания ударной ионизации в полупроводнике необходимо знать функцию распределения горячих носителей по энергиям. С учетом всевозможных факторов рассеяния такой расчет представляет

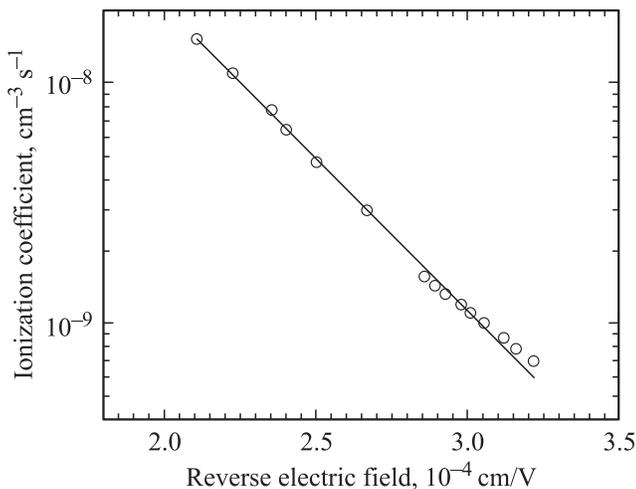


Рис. 4. Зависимость коэффициента ионизации акцепторов от обратного поля. Точки — эксперимент, сплошная линия — аппроксимация по формуле (4).

Таблица 2. Сравнение материалов $A^{III}B^V$ и карбида кремния по параметрам примесного пробоя

Материал	α^* , $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$	F^* , В/см
n-GaAs	$1.2 \cdot 10^{-5}$	50
n-InP	$1.0 \cdot 10^{-5}$	40
p-4H-SiC	$7.1 \cdot 10^{-6}$	$2.9 \cdot 10^4$

довольно сложную теоретическую задачу. Однако в самом первом приближении пороговое поле можно грубо оценить, исходя из энергетических соображений. Далее приводится такая оценка.

Средний прирост кинетической энергии свободных носителей ($\Delta \widehat{E}$) в электрическом поле напряженностью F приблизительно равен работе, произведенной полем за время релаксации носителей τ :

$$\Delta \widehat{E} = qRv\tau, \quad (5)$$

где q — элементарный заряд, v — дрейфовая скорость носителей.

В SiC при температуре 77 К доминирует рассеяние на ионизированных примесях [6]. Данный механизм рассеяния характеризуется временем релаксации [7]

$$\tau = \frac{a}{2v_T} \left(\frac{2E_T}{E_i}\right)^2 \frac{1}{\ln\left(1 + \frac{2E_T}{E_i}\right)}, \quad (6)$$

где a — среднее расстояние между рассеивающими центрами, v_T — тепловая скорость носителей, $E_T = (3/2)kT$ — тепловая энергия носителей, $E_i = 2q^2/\epsilon a$ — потенциальная энергия носителя в кулоновском поле рассеивающего центра. Время релаксации существенно зависит от концентрации рассеивающих центров N_i , поскольку $a = N_i^{-1/3}$.

Примем в качестве пороговой такую напряженность поля, при которой прирост кинетической энергии носителя равен энергии ионизации примесей (ΔE). При $T = 77 \text{ К}$ практически все примесные атомы алюминия нейтральны, а рассеивающими центрами выступают компенсирующие атомы азота (ионизованные), остаточная концентрация которых в эпитаксиальных пленках, выращенных CVD-методом, обычно составляет около 10^{14} см^{-3} . Положим для 4H-SiC(Al) $\Delta E_A = 0.24 \text{ эВ}$, $\mu = 125 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $N_i = N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Тогда формула (6) дает время релаксации $\tau = 3.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$. Подставляя (6) в (5), можно оценить величину порогового поля в 4H-SiC(Al): $F_{th} = 2.4 \cdot 10^4 \text{ В/см}$. Как видно, оценочная величина E_{th} очень хорошо соотносится с экспериментальной величиной $F^* = 2.9 \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

4. Заключение

Главный вывод, который можно сделать по результатам работы, состоит в следующем. В 4H-SiC(Al) замороженные при температуре 77 К дырки практически

полностью высвобождаются за счет ударной ионизации атомов алюминия при полях порядка 10 кВ/см (по крайней мере при легировании $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$). В дальнейшем представляется интересным исследовать материал с большей концентрацией примесей. Увеличение концентрации алюминия несколько уменьшает энергию его ионизации [6]. Помимо снижения порогового поля, это должно уменьшить величину ТОПЗ и сопротивление структуры в режиме полной ионизации.

Работа поддержана Программой фундаментальных исследований ОФН РАН „Проблемы радиофизики“, раздел „Освоение терагерцового диапазона“ и грантом РФФИ № 05-02-17768.

Авторы выражают особую благодарность А.О. Константинову за выращенные и предоставленные для экспериментов эпитаксиальные структуры.

Список литературы

- [1] T.N. Adam, R.T. Troeger, S.K. Ray, P.-C. Lv, J. Kolodzey. Appl. Phys. Lett., **83** (9), 1713 (2003).
- [2] P.-C. Lv, R.T. Troeger, T.N. Adam, S. Kim, J. Kolodzey. Appl. Phys. Lett., **85** (1), 22 (2004).
- [3] Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, А.Н. Сафронов, Д.В. Цой, А.Ю. Егоров, А.Г. Гладышев, О.В. Бандаренко. Письма ЖТФ, **32** (9), 34 (2006).
- [4] P.-C. Lv, X. Zhang, J. Kolodzey, A. Powell. Appl. Phys. Lett., **87**, 241 114 (2005).
- [5] A. Dargys, A. Cesna, J. Cundrotas. Semicond. Sci. Technol., **7**, 210 (1992).
- [6] G. Pensl, F. Ciobanu, T. Frank. Int. J. High Speed Electronics and Systems, **15** (4), 705 (2005).
- [7] К.В. Шалимова. *Физика полупроводников* (М., Энергоатомиздат, 1985) гл. 5, с. 146.

Редактор Л.В. Беляков

Low temperature (77 K) impurity breakdown in *p*-type 4H-SiC

*I.V. Grekhov, P.A. Ivanov, A.S. Potapov,
T.P. Samsonova*

loffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The impact ionization of acceptor dopants in 4H-SiC epitaxial layers aluminum doped (with the density of $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) has been studied at a low temperature (77 K). The impact ionization coefficient was found to depend exponentially on the reverse electric field: $\alpha_p = \alpha_p^* \exp(-F^*/F)$. The maximum value of α_p^* is $7.1 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, while the threshold field F^* being equal to $2.9 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$.